

Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова

Физический факультет

**ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ
ЭКОЛОГИИ
(ЭКОЛОГИЧЕСКАЯ ФИЗИКА)**

№ 14

Москва
2007

Физические проблемы экологии N 14

Физические проблемы экологии (экологическая физика). № 14

Под ред. В.И. Трухина, Ю.А. Пирогова, К.В. Показеева. М.: Физический факультет МГУ, 2007.— Стр. 428

Сборник научных трудов сотрудников физического факультета, посвященных проблемам развития образования для устойчивого развития и физическим проблемам экологии.

В статьях изложены последние результаты исследований в области физических проблем экологии, дано описание новых методов мониторинга природных сред, изложены новые подходы к динамике окружающей среды, обсуждаются проблемы развития и модернизации образования для устойчивого развития.

Для специалистов, работающих в области физических проблем экологии, физического и экологического образования, студентов и аспирантов, изучающих экологическую физику.

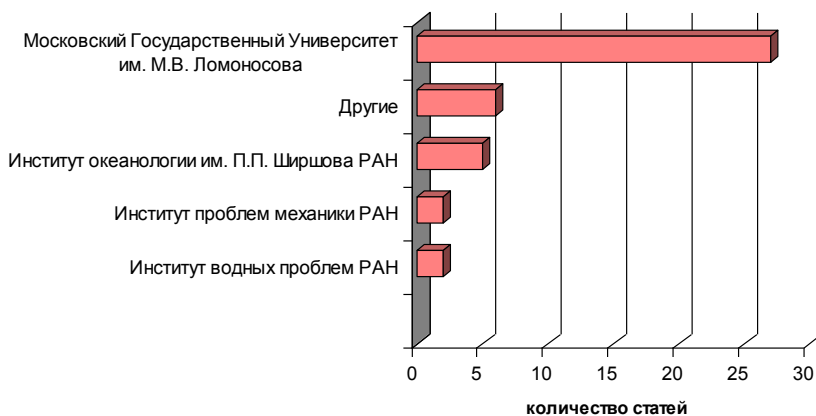
© Авторы, 2007

© Физический факультет МГУ им.
Ломоносова, 2007

Введение

Реализация устойчивого развития России неразрывно связана с уровнем образования, в том числе высшего образования, с уровнем экологического образования.

На физическом факультете МГУ им. М.В. Ломоносова в течение многих лет ведется планомерная работа по развитию экологического образования, экологизации физического образования и научных исследований, проводимых на физическом факультете. О высоком уровне исследований, проводимых в области физических проблем экологии и проблем развития образования для устойчивого развития, свидетельствуют материалы четырех Всероссийских конференций, проведенных на физическом факультете МГУ им. М. В. Ломоносова в 1997 – 2004 гг.



В данном издании, который продолжает серию сборников «Физические проблемы экологии (экологическая физика)», представлены научные труды сотрудников физического факультета МГУ, сотрудников МГУ и других организаций, посвященные проблемам развития образования для устойчивого развития и физическим проблемам экологии.

Декан физического факультета, профессор
В.И. Трухин

Зав. кафедрой физического факультета, профессор
К.В. Показеев

РОЛЬ ВОЛН РОССБИ В ФОРМИРОВАНИИ ТЕРМОДИНАМИКИ ВОД ЧЁРНОГО И КАСПИЙСКОГО МОРЕЙ И АТМОСФЕРЫ.

Архипкин¹ В.С., Бондаренко² А.Л., Борисов Е.В.³, Суркова¹ Г.В.

¹ *Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова,*
² *Институт водных проблем РАН.*

³ *Государственный океанографический институт РОСГИДРОМЕТ*

Введение

Обычно считается, что движение воздуха - ветер создаёт движения воды – течения. В результате “влекомого действия ветра” ветер создаёт дрейфовые течения, которые переносят массы воды и тем самым изменяют положение уровня поверхности. Изменения уровня поверхности моря могут образоваться и за счет других факторов, таких как испарение с поверхности моря, осадки, солнечная радиация, приток пресных вод с берега, сток рек и т.д. Различия положения уровня поверхности приводят к образованию, градиентных, термохалинных течений. В этом случае масса воды бассейна рассматривается, как пассивная среда, которая приводится в движение внешними силами в режиме квази вынужденных движений. Считалось, что в морях в основном доминируют термохалинные и ветровые, дрейфовые течения. Частично течения, сформированные инерционными волнами. Но они сосредоточены в высокочастотной области движений воды.

Такие представления о течениях внутренних морей просуществовали безальтернативно вплоть до начала девяностых годов. В 1989г силами Института водных проблем РАН в Каспийском море, а в 1991г. силами Морского гидрофизического института УАН в Чёрном море были зарегистрированы долгопериодные волны, получившие название континентальных шельфовых волн [2, 3, 5]. Мы склоняемся к тому, что лучше их называть волнами Россби, поскольку они существуют не только на шельфе, а по всему бассейну.

Сначала открытию этих волн не придавалось большого значения. Но из последующих исследований стало ясным, что эти волны существенно определяют динамику вод бассейна, создавая горизонтальные и вертикальные движения воды. Горизонтальные движения формируют такие явления, как крупномасштабные течения [2, 3, 5], а вертикальные - термохалинное поле бассейна и такие явления, как апвеллинг – даунвеллинг [1-4].

Волны Россби Каспийского и Чёрного морей. Можно считать, что эти волны, похожи на волны Россби океанов, т.е. градиентно-вихревые. Волны прогрессивные, в бассейне распространяются в основном циклонически, так что берег находится справа по отношению распространения волны. Параметры волн такие: скорость распространения волны (фазовая скорость) ~ 10см/с, длина волны ~ 100 км, амплитуда колебания скорости течения волны ~ 20 см/с. Периоды волн установлены строго: в Каспийском море ~ 5,5 суток, в Чёрном море ~ 10 суток. Об энергетическом вкладе течений волн в течения бассейна частично указывают энергетиче-

ческие спектры течений (рис. 1). Здесь максимум на 140ч обусловлен волнами Россби, 17,5 ч – инерционными волнами, 1000ч – групповым строением волн Россби.

Наблюдаемые в определённой части моря волны следует рассматривать, как составную часть сплошного поля взаимосвязанных волн всего моря. Последовательность волн во времени и в пространстве представляет собой непрерывный ряд сформированных в модуляции (группы) малых - больших - малых и т.д. волн. Энергия от источника передаётся волновому полю всего моря малыми дозами, в течение длительного времени, в режиме “накачки” и теми же волнами она перераспределяется по морю. Предположительно источником возбуждения волн является атмосферная активность, флуктуации атмосферного давления или/и ветра. В силу того, что потери энергии в волнах крайне малы, она накапливается в них.

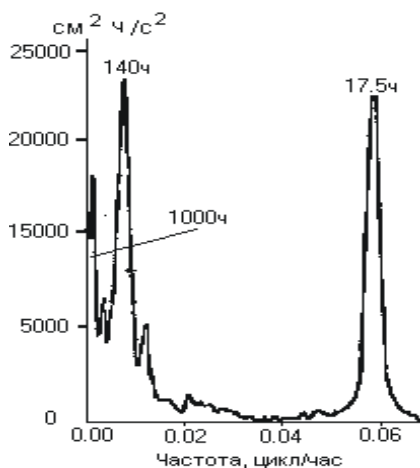


Рис.1. Функция спектральной плотности течений Каспийского моря (пояснения в тексте).

Поэтому волны обладают большой энергией. Это тот случай, когда малыми усилиями за счёт резонансного возбуждения в течение длительного времени приводятся в волновое движение огромные массы воды моря. Изменение амплитуд колебаний скорости течений в волнах и построение их в модуляции происходит за счёт работы некоего неизвестного науке механизма перестройки волн, названного нами модуляционным, но не за счёт отдельных поступлений энергии от источника. Эти поступления энергии от источника никак не отражаются в поведении волн, ибо они малы по сравнению с энергией волнового поля моря, волны “живут” по своим волновым законам в режиме свободных прогрессивных волн. Параметры волн и источника корреляционно независимы.

Об инерционных свойствах этих волн можно судить по величине времени их жизни, приблизительно равного одному году. Это значит, что после прекращения подачи энергии волнам, они будут жить (по своим волновым законам) ещё в течение одного года. Большое время жизни объясняется огромной массой воды вовле-

чёрной в движение и крайне малыми потерями энергии волн. Для сравнения, время жизни ветровых течений равно всего нескольким суткам. Они быстро возбуждаются и в силу больших потерь энергии быстро прекращают своё существование.

Формирование крупномасштабных течений

Исследования, выполненные авторами позволили волновое поле представить в виде цепочки волн – солитонов, течения (движения частиц воды волн), в которых происходят по замкнутому контуру в горизонтальной и вертикальной плоскостях (рис. 2а, б). Такое расположение

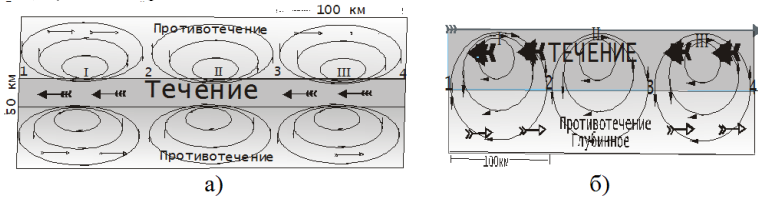


Рис. 2 а, б. Линии токов крупномасштабного течения и его окружения. Линии токов обозначены тонкими линиями в виде эллипсов со стрелками. Вид сверху (а) и по вертикальному сечению через Гольфстрим (б).

линий токов течений долгопериодных волн похоже на линии токов диполя, проводящей средой которого является вода. Напомним читателю, что линии токов указывают на мгновенное направление векторов течений, или, что одно и тоже, направление силы создающей течения. Скорость течения пропорциональна плотности линий токов. Мы видим, что у поверхности моря плотность линий токов гораздо больше, чем за её пределами, а отсюда, и скорости течений больше, чем за его пределами. При скорости движения волн равных нулю траектории движения частиц воды волн совпадают с линиями токов. Если волны распространяются, то траектории не совпадают с линиями токов. В этом случае радиус траекторий будет меньше радиуса линий токов. Движения частиц воды в волнах происходят, как отмечалось, в режиме суперпозиции, т.е. частицы различных волн не взаимодействуют. Это свойство характерно для всех видов долгопериодных волн. Поэтому, движения частиц воды одной волны не сказываются на движениях частиц других волн. Это свойство волн, суперпозиции определяет другое важное свойство волн: крайне малые потери энергии волнами и большое время их жизни.

Объяснение природы крупномасштабных течений можно дать с позиции формирования течений волнами Россби. Показано, что крупномасштабные течения это не что иное, как течения волн Россби. Покажем это на примере течений волн Россби, изображённых на рис. 2а, б. В точках 1, 2, 3, 4 расположенных между волнами скорости течений равны нулю, а в точках I, II, III – максимальны.

Такое распределение скоростей течений в волнах, фиксируется дрефтером или стационарно установленным в потоке прибором, как пульсирующее течение, аналогичное, изображённому, на рис. 3а, б. Это даёт основание считать, что выбранная схема течений (рис.2а, б) близка к реальности. Такое пульсирующее течение свидетельствует о том, что движения воды происходят не только в горизонтальной плоскости, но и вертикальной. Таким образом, пульсирующий характер течений указывает на их волновое происхождение. Вертикальные скорости не-

лики, при горизонтальных скоростях течений приблизительно равных 20 см/с, они составляют всего 0,2 мм/с.

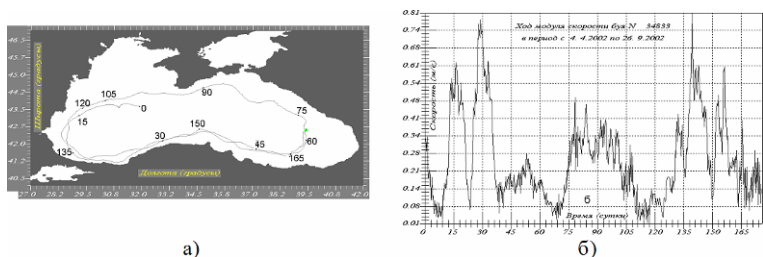


Рис.3 а, б. Трасса дрейфера, запущенного в воды Чёрного моря (а). Цифры около кружочков – время движения дрейфера в сутках с начала его запуска. Модуль скорости его движения (б).

Как и во всяких волнах, в волнах Россби масса воды в пространстве не переносится, она перемещается по замкнутому контуру внутри волны. Создаётся только некая иллюзия переноса масс, поскольку прибор не фиксирует движение частиц воды по орбите, которые и переносят массу воды, а только некую горизонтальную составляющую действия на дрейфер или стационарно установленный прибор частиц воды, движущихся по различным орбитам. Фактически прибор не измеряет течения.

Рассматривая пульсирующее течение, у исследователя складывается впечатление, что движения происходят только в горизонтальной плоскости и поэтому он разделяет исходное измерение на некоторую квазипостоянную, характеризующую однонаправленное движение воды и переменную, квазигармоническую по форме части "течений". Первую он ошибочно относит к крупномасштабным течениям, а вторую к волнам Россби. Таким образом, и создаётся иллюзия однонаправленного движения вод в крупномасштабных течениях.

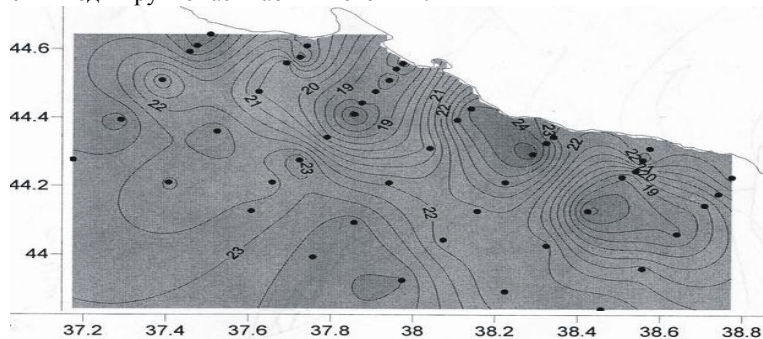


Рис.4. Распределение температуры поверхности воды в северо-восточной части Чёрного моря, образованное волнами Россби. Выделяются аномалии холодной и тёплой воды, различия температуры достигают 8°C.

Можно считать, что крупномасштабные течения не переносят массы воды односторонне в пространстве или переносят её в краевых малых объёмах. Предположим, в режиме величин второго порядка, в режиме Стоксова или Лагранжева переносов. Во всяком случае, можно утверждать, что массы воды не переносятся со скоростью измеренного среднего течения, а существенно меньшей. Эту проблему следует изучить, чтобы ответить: в каком количестве вода переносится? Но уже очевидно, что в небольшом.

Формирование термохалинного поля долгопериодными волнами

Вертикальные движения воды вверх получили название апвеллинга, а вниз – даунвеллинга. О наличии этих явлений в океанах и морях исследователь судит по аномалиям температуры воды (в основном холодной) на поверхности бассейна, получивших название “температурных пятен”. Эти вертикальные движения воды создаются волнами Россби и происходят по всему морю. Но в прибрежных зонах морей вертикальные движения велики (рис.4). Иногда вертикальные движения воды усиливаются в центре моря (рис.5).

Механизм образования вертикальных движений волнами Россби легко может быть объяснён и понят читателями. Достаточно обратиться к схеме течений волн Россби (рис. 3б). В волне существует область подъёма вод – апвеллинга и опускания – даунвеллинга. Они обозначены тонкими стрелками вверх и вниз. Обычно в зоне апвеллинга вода холодная, поднимающаяся с глубины бассейна, а в зоне даунвеллинга она тёплая. Есть основание утверждать, что всё температурное поле моря сформировано при активном “участии” волн Россби. В [4] экспериментально обоснованно показано образование апвеллинга – даунвеллинга волнами Россби.

Влияние волн Россби на погоду и климат

Вполне естественно и понятно, что море оказывает существенное влияние на погоду и климат территорий его окружающих. Так как термодинамические условия на поверхности моря со стороны моря формируются волнами Россби, то есть основание рассматривать проблему влияния волн на погоду и климат моря и прилегающих к нему территорий. Продемонстрируем это на двух примерах.

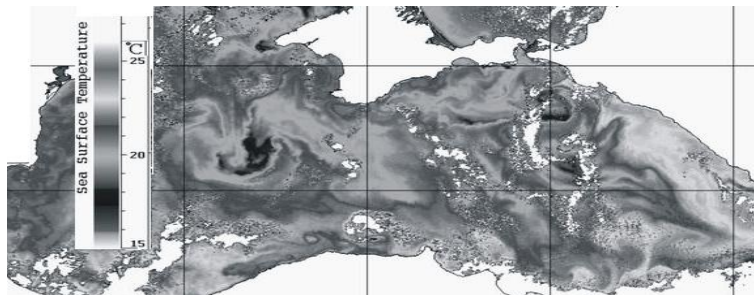


Рис.5. Температура поверхности воды Чёрного моря за 17 сентября 2004 г., по данным спутниковых измерений. На фоне относительно тёплых вод ~ 21°C в центре западной части Чёрного моря выделяется аномалия с температурой ~ 18° С.

Так, вдоль всего побережья восточного берега Каспийского моря летом существует зона холодной воды, создаваемая апвеллингом сформированным волнами Россби [1, 3]. Эта холодная вода формирует погоду и климат на море и прилегающей к нему территории суши. Ветер, возникающий в прибрежной зоне моря, является прямым следствием разности температуры суша – море.

На рис. 5 мы видим температурную аномалию на поверхности воды. Согласно полученной нами информации эта аномалия сформировала циклон в атмосфере.

Таким образом, становится ясным, как на погоду и климат в районе моря может оказывать влияние активность волн Россби.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект №06-05-64778).

Литература

1. Архипкин В.С. Особенности структуры и динамики прибрежного апвеллинга в Каспийском море// Структура и динамика вод. М.: Наука. 1990. С.61-74.
37. Бондаренко А.Л., Ведев Д.Л., Комков И.А., Щевьев В.А. Экспериментальные исследования волновых течений в Среднем Каспии// Водные ресурсы. 1993.
38. Бондаренко А.Л. Течения Каспийского моря и формирование поля солёности вод Северного Каспия// М.: Наука. 1993. 120 с.
39. Бондаренко А.Л. Эль-Ниньо – Ла-Нинья// Природа. 2006. №5. С. 39-47.
40. Иванов В.А., Янковский А.Е. Локальный динамический эксперимент в шельфовой зоне Южного берега Крыма // Океанология. 1993. Т.33. No1. С.49-55.
41. Arkhipkin V.A., Mukhametov S.S., Surkova G.V. Coastal mesoscale meteorological processes on the Black Sea shore in summer time// Meteorology and Hydrology. 2006. № 3. P.

ФОРМИРОВАНИЕ СЛОИСТЫХ ТЕЧЕНИЙ В СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ ЖИДКОСТИ С ДИССИПАЦИЕЙ

Байдулов¹ В.Г., Васильев² М.П.

¹*Институт проблем механики РАН,* ²*Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова*

В данной работе изучаются процессы формирования тонкой структуры стратифицированных течений, динамики вклада отдельных физических факторов в общую картину течения по мере эволюции от момента начала движения до полного установления на примере задач движения наклонных плоскости и цилиндра. Рассматриваются вопросы регулярности предельных и двойных предельных переходов по параметрам, отвечающим за переход от более полной физической модели течения к упрощенной. Изучаются динамические свойства плоскопараллельных течений, вызываемых периодическими движениями границ, их трансформация по мере смены модели течения.

Введение. В связи с появлением высокоточных средств глобального мониторинга атмосферы Земли и океана, а также с необходимостью совершенствования качества прогноза динамики геофизических систем и перехода к среднесрочному и долгосрочному прогнозированию, актуальной оказывается задача разработки адекватных физико-математических моделей, учитывающих одновременно большое число определяющих факторов динамического и диссипативного типов, нелинейный и нестационарный характер протекающих процессов, сложную геометрию течения.

Вплоть до настоящего времени остается актуальной задача исследования природы тонкой структуры геофизических систем, процессов ее формирования, устойчивости, взаимодействия с другими элементами течений, а также влияния на процессы переноса примеси и энергии.

Задача долгосрочного прогнозирования природных процессов в окружающей среде приводит к необходимости значительного увеличения числа параметров, входящих в физическую модель. В результате усложнение модели влечет за собой усложнение их качественного и количественного анализа. В то же время в гидродинамике часто ограничиваются изучением только части из всей совокупности элементов течения. Так, например, большое количество работ посвящено изучению процессов генерации, распространения и взаимодействия внутренних волн, в основном в пренебрежении эффектами диссипации и нелинейности [1 – 6], работы связаны с монохроматическими, так и присоединенными внутренними волнами, возникающими при движении препятствий конечного размера в стратифицированных средах.

Другим распространенным для моделирования элементом течения является пограничный слой. В рамках этого приближения изучается динамика течения в ближней зоне от обтекаемого препятствия, причем при определенных условиях эффекты плавучести и диффузии могут оказать существенное влияние на динамику течения, несмотря на малые вертикальные размеры примыкающих областей [7]. В силу неравновесности и открытого характера природных систем особое значение приобретают диссипативные эффекты, которые совместно с эффектами стратификации могут инициировать течения даже в отсутствие внешних источников тепла и движущихся границ [8 – 12].

Геометрическими объектами, на примере которых принято изучать свойства течений в гидродинамике являются тела правильной формы: сфера, цилиндр и наиболее простой из них – плоскость. При помощи плоской границы исследуются процессы на шельфе с совместным влиянием эффектов стратификации, вращения, вязкости и диффузии [13, 14]. Высокая степень симметрии позволяет максимально упростить геометрические свойства течения, с одной стороны, а с другой делает доступной для анализа процессы формирования течения, дает возможность проанализировать роль отдельных факторов и их вклад в поля скорости и солёности, а также их временную эволюцию. Однако, число работ посвященных решению начально-краевой задач относительно мало (обычно поведение систем анализируется на примере стационарных моделей) к ним можно отнести работы по формированию течения, индуцированного диффузией на наклонной плоскости [8], в том числе с движущейся границей [15], задачу формирования многокомпонентной конвекции [11]. В случае плоской геометрии к таким работам относятся задача формирования поля внутренних волн при старте цилиндра во вращающейся иде-

альной жидкости [16], а также задача о начале движения горизонтального цилиндра в вязкой стратифицированной жидкости с [17] и течения, индуцированном диффузией около покоящейся сферы [18]. Однако соотношения между решениями, найденными в рамках разных моделей, остается к настоящему времени до конца неизученными. Особенно актуальным этот вопрос оказывается для стационарных течений и картины установившихся волн, а также взаимных переходов от модели идеальной однородной жидкости к стратифицированной, с учетом эффектов вязкости и диффузии, поскольку стратификация обычно является слабой, как и кинетические коэффициенты диссипативных процессов, от учета которых напрямую зависит порядок системы уравнений движения.

1. Формирование одно и двумерных слоистых течений. Структурная устойчивость решений при переходе от модели однородной к стратифицированной жидкости.

Уравнения движения. Рассматривается задача формирования течений, возникающих при импульсном старте из состояния покоя плоскости и цилиндра в вязкой несжимаемой жидкости наклоненных на угол α к горизонту. Движение происходит с постоянной скоростью, направленной вдоль линий симметрии тел против действия силы тяжести (Рис. 1.1). Изучается устойчивость свойств решений к последовательному усложнению математической модели течения: вязкая однородная жидкость, вязкая стратифицированная жидкость, вязкая стратифицированная жидкость с диффузией. Основной действующей силой во всех случаях является вязкое вовлечение жидкости в движение. Остальные факторы – силы плавучести и диффузия обычно являются малыми (изменение концентрации примеси на размерах бассейна не превышает нескольких процентов, а отношение коэффициента диффузии к коэффициенту кинематической вязкости для воды – обратное

число Шмидта $Sc^{-1} = \varepsilon^2 \approx 1/700$), что в первом приближении служит естественным основанием для их исключения из модели течения. В рамках последовательного решения задачи старта для трех предложенных типов моделей будет изучен вопрос о пространственно-временных границах, на которых происходит изменение числа эффективно действующих физических факторов и, соответственно, усложнение или упрощение модели течения. Отдельно исследуется вопрос о регулярности перехода к стационарным решениям с ростом времени ($t \rightarrow \infty$).

В силу симметрии задачи – однородность относительно сдвигов вдоль оси ξ (для цилиндрической геометрии ζ) – течение является одномерным с единственной

отличной от нуля компонентой скорости $\mathbf{u} = u(\eta, t) \cdot \mathbf{e}_\xi$ ($\mathbf{u} = u(r, t) \cdot \mathbf{e}_\zeta$)

и возмущением солёности вида $S = S(\eta, t)$ ($S = S(r, t)$). В моделях стратифицированных течений плотность связана с солёностью линейным уравнением состояния

$\rho = \rho_0 \left[1 - (z/\Lambda) + S \right]$, здесь в определение солёности включен ко-

эффицент солевого сжатия, а величина $\Lambda = |d \ln \rho / dz|^{-1}$ и связанная с ней $N = \sqrt{g/\Lambda}$ называются масштабом стратификации и частотой плавучести.

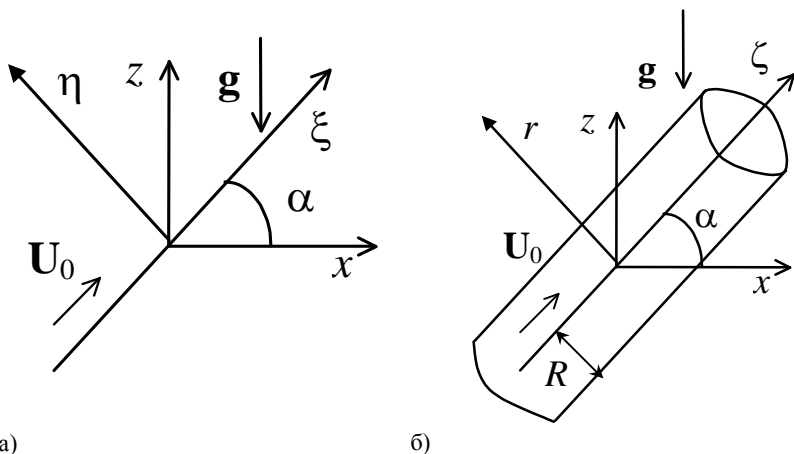


Рис. 1.1. Схема течения. Лабораторная (x, z) и собственные (а) (ξ, η) и (б) (r, ζ) системы координат для плоской (а) и цилиндрической (б) геометрии.

Подобные течения, представляющие широко известный в гидродинамике тип точных решений, иногда называют слоистыми [19]. В силу симметрии задачи нелинейные члены уравнений обращаются в нуль, и уравнений движения становятся линейными. Условие несжимаемости удовлетворяется тождественно. Для линейно стратифицированной жидкости в приближении Буссинеска при учете эффектов вязкости и диффузии система определяющих уравнений преобразуется к виду

$$\text{Плоскость:} \quad \frac{\partial u}{\partial t} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2} - gS \sin \alpha, \quad \frac{\partial S}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 S}{\partial \eta^2} + \frac{1}{\Lambda} u \sin \alpha \quad (1.1)$$

$$\text{Цилиндр:} \quad \frac{\partial u}{\partial t} = \nu Lu - gS \sin \alpha, \quad \frac{\partial S}{\partial t} = \kappa LS + \frac{1}{\Lambda} u \sin \alpha \quad (1.2)$$

где ν и κ – коэффициенты кинематической вязкости и диффузии соли, со-

ответственно, g – ускорение свободного падения, $L = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}$ – радиальная часть оператора Лапласа, записанного в цилиндрической системе координат.

Системы (1.1, 1.2) дополняются тривиальными начальными данными и условиями на бесконечности для всех зависимых переменных задачи. На теле скорость удовлетворяет условию прилипания

$$\text{Плоскость } \mathbf{u}|_{\eta=0} = U_0 \cdot \mathbf{e}_\xi, \text{ Цилиндр } \mathbf{u}|_{r=R} = U_0 \cdot \mathbf{e}_\zeta \quad (1.3)$$

В случае моделей с диффузией на границе тела для солёности выбиралось тривиальное условие второго рода

$$\text{Плоскость } \left. \frac{\partial S}{\partial \eta} \right|_{\eta=0} = 0; \text{ Цилиндр } \left. \frac{\partial S}{\partial r} \right|_{r=R} = 0 \quad (1.4)$$

являющееся частью общего условия непроницаемости пластины для потока соли. В силу линейности краевая задача с нетривиальными условиями для скорости и возмущений солёности может быть разделена на две независимых задачи, каждая из которых содержит нетривиальное условие только для одной из переменных. В частности для задач (1.1, 1.4) это условие только для скорости. Свойства течений, вызванных непроницаемостью границ для потока вещества, подробно исследованы в ряде работ [8, 12, 18], и здесь не анализируются.

Основным методом решения нестационарной задачи (1.1), (1.3) был метод преобразований Лапласа [14]. Для анализа решений в конфигурационном пространстве применялись как квадратуры, построенные по образам Лапласа, так и временные ряды.

Импульсный старт. В образах Лапласа задача для плоскости (1.1), (1.3) переписется в виде

$$p v = v v'' - g \sigma \sin \alpha, \quad p \sigma = \kappa \sigma'' + \frac{1}{\Lambda} v \sin \alpha \quad (1.5)$$

с единственным нетривиальным краевым условием на скорость

$$v|_{\eta=0} = w(p), \quad \sigma'|_{\eta=0} = 0 \quad (1.6)$$

Здесь v , σ и $w(p)$ образы Лапласа скорости, возмущения солёности и скорости движения плоскости, соответственно, P – параметр преобразования.

По характеристическому уравнению системы (1.5)

$$\nu \kappa \lambda^4 - p(\nu + \kappa) \lambda^2 + p^2 \left(1 + (p_b/p)^2 \right) = 0, \quad p_b = N \sin \alpha \quad (1.7)$$

и его редуцированным аналогам будет анализироваться структурная устойчивость свойств задачи – устойчивость свойств решений по отношению к изменению модели течения по мере ее усложнения. Второй тип факторов влияющих на дина-

мику течения – особенности движения границы тела $U_0(t)$. Однако, т.к. по известному решению для образов Лапласа задачи импульсного старта решения для остальных типов движения границы выражается через интеграл свертки, в работе

исследуется только один вид зависимости движения границы $U_0(t) = U_0 \mathfrak{G}(t)$,

где $\mathfrak{G}(t)$ – ступенчатая функция Хевисайда.

Однородная жидкость. Плоскость. Наиболее простое движение будет реализовано при импульсном старте плоскости в однородной жидкости. В этом случае характеристическое уравнение (1.7) переходит в квадратное уравнение простейшего вида

$$\lambda^2 = p/\nu \quad (1.8)$$

и решение в образах Лапласа записывается как

$$v = \frac{U_0}{p} \exp\left(-\sqrt{p/\nu} \eta\right) \quad (1.9)$$

Условие на бесконечности выделяет отрицательное значение корня уравнения (1.8), и решение в конфигурационном пространстве запишется как

$$u = U_0 \operatorname{erfc}\left(\eta/2\sqrt{\nu t}\right) \quad (1.10)$$

Решение (1.10) приведено во многих классических монографиях по гидродинамике, оно быстро убывает на вязком масштабе длины $\delta_\nu = 2\sqrt{\nu t}$, который со временем неограниченно растет, и за бесконечное время весь объем жидкости начинает двигаться со скоростью U_0 (Рис. 1.2). При этом на фиксированном расстоянии l от плоскости величина нарастания возмущений будет зависеть от ха-

рактерного времени $t_\nu = l^2/4\nu$ (Рис. 1.3).

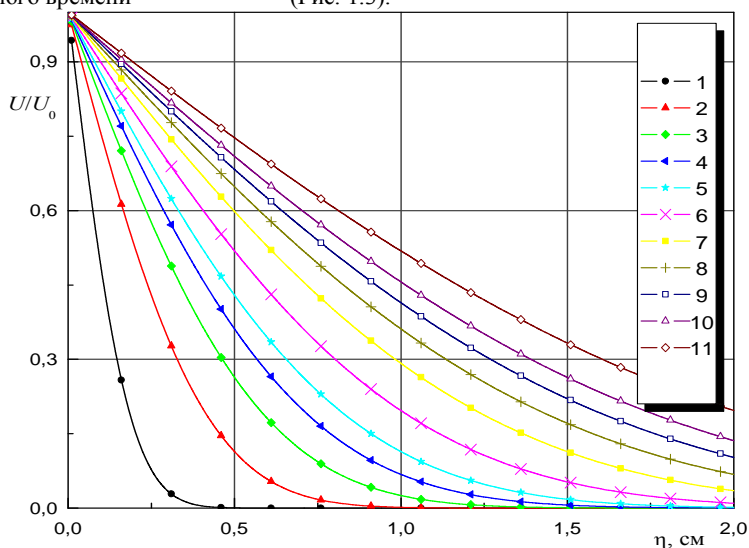


Рис. 1.2. Пространственная динамика скорости течения однородной жидкости в зависимости от времени. 1 – 11 – $t = 1, 5, 10, 15, 20, 30, 45, 60, 75, 90$ и 120 секунд.

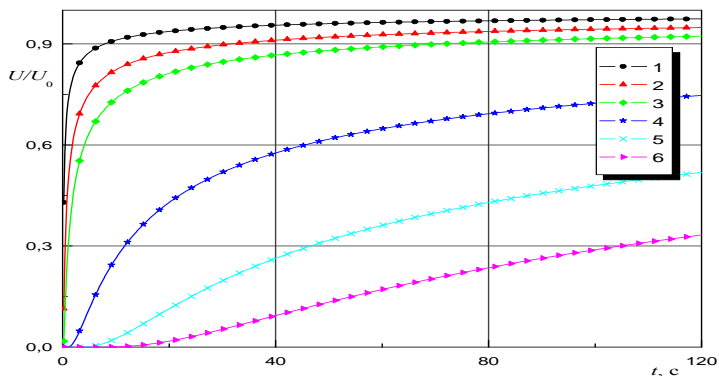


Рис. 1.3. Временная эволюция скорости течения однородной жидкости в зависимости от расстояния до пластины. 1 – 6 – $\eta = 0.05, 0.1, 0.15, 0.5, 1.0$ и 1.5 см.

Такое поведение решения можно продемонстрировать и при переходе к стационарному пределу в задаче, обратив все временные производные в нуль. В этом случае определяющее уравнение примет вид

$$u'' = 0 \quad (1.11)$$

Тогда никаким изменением постоянных интегрирования в общем решении уравнения (1.11) $u = A\eta + B$ невозможно добиться удовлетворения краевой задачи одновременно с заданным условием движения плоскости и затуханием скорости на бесконечности. Иначе говоря, постановка краевой задачи (1.5), (1.6) в стационарном приближении будет некорректной.

В образах Лапласа предельный переход $t \rightarrow \infty$ ($p \rightarrow 0$) согласно [21] осуществляется следующим образом

$$F(t \rightarrow \infty) = \lim_{p \rightarrow 0} pf(p) \quad (1.12)$$

что для решения (1.9) дает

$$u = U_0$$

что с одной стороны согласуется с точным решением задачи, с другой содержит в себе одну из собственных функций решения стационарной задачи и удовлетворяет краевому условию на плоскости.

Однородная жидкость. Цилиндр. Влияние геометрических особенностей тел на свойства течения можно проследить при переходе к задаче о движении кругового цилиндра вдоль своей образующей (Рис. 1.1). В образах Лапласа изменение уравнений движения и появление конечного размера в краевых условиях приводит к смене собственных функций решения с экспоненциальных на цилиндрические функции мнимого аргумента, с учетом условия затухания возмущений на бесконечности – функции Макдональда

$$\frac{v}{U_0} = \frac{1}{p} K_0 \left(\sqrt{\frac{p}{v}} r \right) / K_0 \left(\sqrt{\frac{p}{v}} R \right) \quad (1.13)$$

На малых временах ($p \gg v/R^2$) это приводит к появлению дополнительного затухания, связанного с пространственной локализацией тела. Учет только первого члена асимптотического разложения функции Макдональда в пространстве образов Лапласа

$$\frac{v}{U_0} = \frac{1}{p} \sqrt{\frac{R}{r}} \exp \left(-\sqrt{p/v} (r-R) \right)$$

и его обращение дают выражение скорости на малых временах в конфигурационном пространстве

$$\frac{u}{U_0} = \sqrt{\frac{R}{r}} \operatorname{erfc} \left(\frac{r-R}{2\sqrt{vt}} \right) \quad (1.14)$$

Однако на больших временах различия между решениями для плоскости и цилиндра становятся более существенными. Переход к пределу больших времен

(1.12), с учетом асимптотики $z \rightarrow 0$, $K_0(z) \sim -\ln z$ [22], показывает, что с ростом времени тело не приводит всю жидкость в движение, как это было в случае с плоскостью, и, вычисление предела $t \rightarrow \infty$ дает затухающее с расстоянием выражение для скорости

$$\frac{u}{U_0} \sim \frac{R}{r}, \quad u \rightarrow 0, \quad r \rightarrow \infty \quad (1.15)$$

Следует отметить, что предельное поведение нестационарной цилиндрической задачи не совпадает со стационарным решением, когда временные производные в (1.2) обращаются в нуль

$$Lu = 0, \quad (1.16)$$

В этом случае общее решение (1.16) имеет вид $u = A + B \ln r$, и на бесконечности либо постоянно (как и в случае с движущейся пластиной) либо логарифмически возрастает.

Стратифицированная жидкость без диффузии. Плоскость. Наличие сил плавучести, несмотря на слабость стратификации, существенно меняет картину течения и усложняет его анализ. Порядок системы уравнений движения в пространстве образов Лапласа не меняется, и корни характеристического уравнения

$$\lambda^2 = \frac{p}{v} \left(1 + (p_b/p)^2 \right) \quad (1.17)$$

по-прежнему остаются всегда действительными. Однако наличие дополнительного слагаемого в (1.17) изменяет динамику системы (1.5) с ростом времени.

Учитывая условие затухания возмущений на бесконечности, решение задачи в образах Лапласа для скорости запишется в виде

$$\frac{v}{U_0} = \frac{1}{p} \exp\left(-\sqrt{\frac{p}{v} + \frac{p_b^2}{vp}} \eta\right) \quad (1.18)$$

Обращение (1.18) дает выражение для скорости в виде квадратуры

$$\frac{u}{U_0} = \int_0^t J_0\left(2p_b\sqrt{\tau(t-\tau)}\right) \frac{\eta}{2\sqrt{\pi v \tau^3}} \exp\left(-\frac{\eta^2}{4v\tau}\right) d\tau \quad (1.19)$$

Последнюю формулу удобно переписать, проинтегрировав один раз по частям

$$\frac{u}{U_0} = \operatorname{erfc}\left(\frac{\eta}{2\sqrt{vt}}\right) + p_b \int_0^t J_1\left(2p_b\sqrt{\tau(t-\tau)}\right) \frac{t-2\tau}{\sqrt{\tau(t-\tau)}} \operatorname{erfc}\left(\frac{\eta}{2\sqrt{v\tau}}\right) d\tau \quad (1.20)$$

что позволяет явным образом выделить член, отвечающий за вязкое вовлечение однородной жидкости в движение (первое слагаемое). В формуле (1.20) более очевидным становится также и выполнение граничных условий на плоскости:

функция ошибок дает при $\eta = 0$ единицу, а второе слагаемое в (1.20) вычисляется

$$J_0\left(2p_b\sqrt{\tau(t-\tau)}\right)$$

и в заданных пределах интегрирования обращается в нуль. Выполнение условий на бесконечности и в начальный момент времени дополнительных пояснений не требует. В целом вычисление интегралов (1.19) и (1.20) предъявляет повышенные требования к точности расчетов быстроменяющихся и высокочастотных функций, особенно на начальных стадиях развития течения. Поэтому возможности численного нахождения поля скорости течения через интегралы (1.19) и (1.20) на малых временах были расширены за счет использования временных рядов, приведенных далее (Рис. 1.4 – 1.7).

В отличие от выражения для скорости в однородной жидкости формула (1.20) сочетает в себе факторы различной физической природы. Функция ошибок, отвечающая за вязкое вовлечение жидкости (третий множитель в интеграле (1.20)), дополняется функцией Бесселя, отражающей упругие свойства стратифицированной среды.

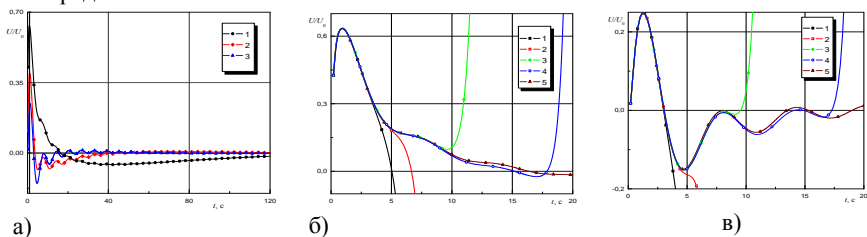


Рис. 1.4. Временная эволюция скорости течения стратифицированной жидкости на малых расстояниях от плоскости.

(Кривые рассчитаны для угла наклона $\alpha = 90^\circ$, частоты плавучести $N = 0,99$ рад/сек.

а. согласно квадратуре (1.19). $1 - 3 - \eta = 0,05, 0,10, 0,15$ см.

б, в. согласно представлению в виде временных рядов (1.48)

$\bar{b} - \eta = 0,05$, $v - \eta = 0,15$ см,

кривые 1 – 4 построены по формуле (1.48), при ограничении ряда суммой с $n = 3, 5, 10$ и 20 членами, кривая 5 – по формуле (1.19.)

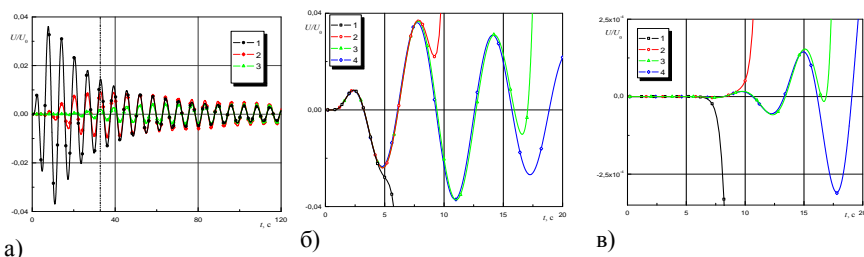


Рис. 1.5. Временная эволюция скорости течения неоднородной жидкости на больших расстояниях от плоскости.

(Кривые рассчитаны для угла наклона $\alpha = 90^\circ$, частоты плавучести $N = 0,99$ рад/с. а. согласно квадратуре (1.19). $1 - 3 - \eta = 0,5, 1,0, 1,5$ см.

б, в. согласно представлению в виде временных рядов (1.48) $\bar{b} - \eta = 0,5$ см, $v - \eta = 1,5$ см, кривые 1 – 3 построены по формуле (1.48), при ограничении ряда суммой с $n = 5, 10$ и 20 членами, кривая 4 – по формуле (1.19.)

На малых временах ($P \gg P_b$), как и в (1.8), значение корней характеристического уравнения будет определяться эффектами вязкости. При достижении характерных значений времени, определяемых силами плавучести ($\tau_b \sim 1/P_b$), доминирующий вклад в значение корней характеристического уравнения будет вносить второе слагаемое в (1.17). При этом эффективность вклада величина сил плавучести в структуру течения будет зависеть не только от частоты плавучести N , но также и от геометрии задачи, в данном случае от угла наклона плоскости α .

Интенсивность затухания скорости в пространстве образов Лапласа определя-

ет значение корня характеристического уравнения $\lambda_- = \sqrt{(P^2 + P_b^2)}/\nu$, зависимость которого от параметра P показывает, что его величина всегда превосходит некоторое минимальное значение, определяемое эффектами стратификации ($\lambda > \lambda_-^{\min} = P_b / \sqrt{\nu}$) (в однородной жидкости $\lambda_-^{\min} = 0$). Таким образом, при любых значениях параметра преобразования Лапласа величина скорости на

бесконечности будет обращаться в нуль, а решение на всех временах оказывается локализованным в пространстве.

Тем не менее, как и в случае однородной жидкости, стационарный предел оказывается недостижимым. Чтобы выяснить математические причины этого факта рассмотрим поведение системы определяющих уравнений, которая в данном случае имеет вид

$$\frac{\partial u}{\partial t} = v \frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2} - gS \sin \alpha, \quad \frac{\partial S}{\partial t} = \frac{1}{\Lambda} u \sin \alpha \quad (1.21)$$

При стационарных краевых условиях с течением времени среда подстраивается под внесенные возмущения, и значения временных производных большие в начале движения уменьшаются. Однако наличие стратификации приводит к обратной связи между скоростью и возмущениями солёности, которая отражается на виде системы (1.21) через появление слагаемых пропорциональных солёности в уравнении переноса скорости, и наоборот временная производная солёности определяется величиной скорости (второе уравнение в (1.21)). В силу непрерывности отличная от нуля скорость на границе будет за счет вязкого вовлечения приводить к движению жидкости и в некоторой ее окрестности (первое уравнение в (1.21) без учета сил плавучести), что, в свою очередь, породит нестационарные возмущения солёности. Затем уже возмущения солёности оказывают обратное влияние на эволюцию скорости, приводя к появлению противотечений на некотором удалении от плоскости и т.д. В результате в монотонное поле пространственного распределения скорости однородной жидкости стратификация вносит искажение, а стационарный режим течения оказывается неосуществимым. Причем при движении границы с постоянной скоростью наиболее критической оказывается область в непосредственной окрестности тела, где вовлеченная в движение жидкость с течением времени все дальше будет оказываться от горизонта нейтральной плавучести, вызывая все возрастающую возвратную силу. Этот эффект также приводит к росту градиентов концентрации примеси, что в конце концов делает вклад эффектов диффузии сравнимым складами других физических факторов, даже несмотря на чрезвычайно малое значение кинетического коэффициента.

Проведенные расчеты временной эволюции течения позволили выделить два характерных типа поведения скорости в зависимости от расстояния до плоскости. На малых расстояниях первоначально сильное вязкое вовлечение жидкости в движение, чередуется сменой направления скорости и возникновением противотечения большой амплитуды. Следующие смены периодов доминирования сил плавучести и вязкости приводят к постепенной адаптации среды к внесенным возмущениям (Рис. 1.4). В тоже время на больших расстояниях возмущения заметной амплитуды приходят спустя некоторое время после старта, причем их величина примерно на порядок меньше чем в области малых расстояний. Максимум амплитуды колебаний наступает тем позже, чем дальше находится выбранная точка наблюдений (Рис. 1.5). После достижения максимального значения амплитуда колебаний медленно затухает со временем.

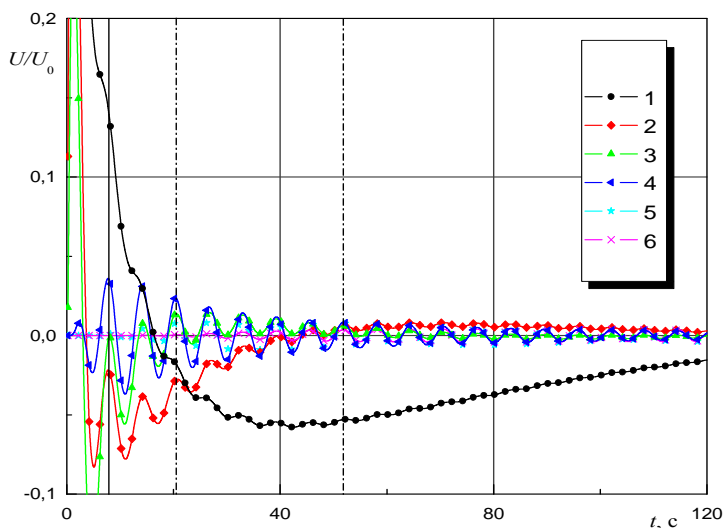


Рис. 1.6. Временная эволюция скорости течения неоднородной жидкости.

(Кривые рассчитаны для угла наклона $\alpha = 90^\circ$, частоты плавучести $N = 0,99$ рад/сек.

1 – 6 – $\eta = 0.05, 0.10, 0.15, 0.5, 1.0, 1.5$ см.)

Диссипативные свойства среды своеобразно сочетаются с волновыми свойствами стратифицированной среды. Если первые отвечают за способ передачи возмущения, то вторые придают движению колебательный характер. Однако параболические свойства уравнений движения не позволяют говорить о распространении волн. В данном случае возмущения распространяются бесконечно быстро, колебания частиц среды происходят синфазно во всем пространстве (Рис. 1.6), а с конечной скоростью распространяется только максимум возмущений.

Анализ корней характеристического уравнения показывает, что в пространственной картине течения на малых временах ($P \gg P_b$) эффектами плавучести можно пренебречь, и профиль скорости практически не изменяется по сравнению с течением однородной жидкости (Рис. 1.7, кривая 1). Но с ростом времени эффекты стратификации оказываются доминирующими, что приводит к локализации течения, появлению струй с противоположным направлением скорости и, как следствие, к росту пространственных производных скорости (Рис. 1.7, кривые 2 – 10). Соответственно со временем растут и пространственные производные солёности.

Предельный переход $t \rightarrow \infty$ для скорости, как и в случае однородной жидкости даст

$$u = U_0$$

В то же время, такое поведение скорости будет приводить к росту градиентов возмущений солености $S \rightarrow \infty$, что влечет за собой необходимость корректировки модели течения за счет диффузии.

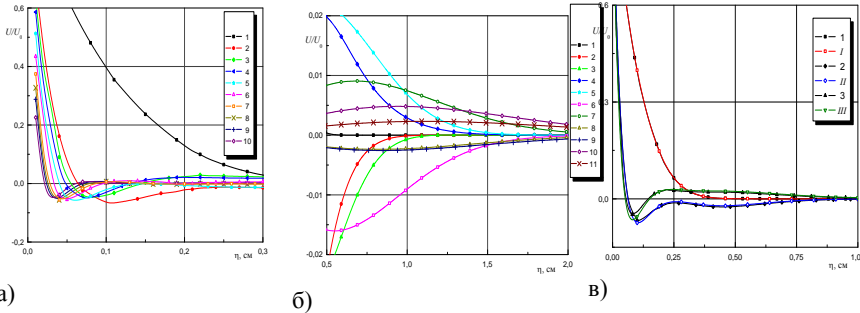


Рис. 1.7. Профиль скорости течения неоднородной жидкости.

(Кривые рассчитаны для угла наклона $\alpha = 90^\circ$, частоты плавучести $N = 0,99$ рад/сек.

а, б) – согласно квадратуре (1.19), в) – представлению в виде временных рядов (1.48)

а) малые расстояния. 1 – 10 – $t = 1, 10, 15, 20, 30, 45, 60, 75, 90, 120$ с.

б) большие расстояния 1 – 11 – $t = 1, 5, 10, 15, 20, 30, 45, 60, 75, 90, 120$ с.

в) 1 – 3 и I – III $t = 1, 10, 15$ с., кривые обозначенные арабскими цифрами рассчитаны по формуле (1.19), римскими – по (2.6) при $n = 20$.)

Стратифицированная жидкость без диффузии. Цилиндр. Стабилизирующее воздействие сил плавучести на течение наиболее ярко проявляется при движении наклонного цилиндра. В этом случае решение в образах Лапласа преобразуется от (1.13) к виду

$$\frac{v}{U_0} = \frac{1}{p} K_0 \left(\sqrt{\frac{p}{v} + \frac{p_b}{vp}} r \right) / K_0 \left(\sqrt{\frac{p}{v} + \frac{p_b}{vp}} R \right) \quad (1.22)$$

Затухание на бесконечности времени становится экспоненциальным.

$$p \rightarrow 0,$$

$$v \sim \frac{U_0}{p} K_0 \left(\frac{p_b}{\sqrt{vp}} r \right) / K_0 \left(\frac{p_b}{\sqrt{vp}} R \right) \sim \frac{U_0}{p} \sqrt{\frac{R}{r}} \exp \left(-\frac{p_b}{\sqrt{vp}} (r - R) \right)$$

При этом отличие от плоскости состоит в наличии дополнительного множителя $\sqrt{R/r}$.

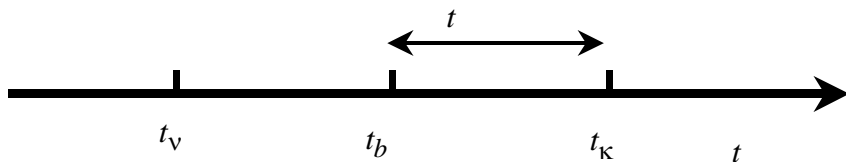
Стратифицированная жидкость с диффузией. Плоскость. Рассмотрим подробно решения характеристического уравнения (1.7) в зависимости от значений параметров в него входящих. Формальное решение характеристического уравнения имеет вид

$$\lambda^2 = \frac{P}{2\nu} \left[\varepsilon^{-2} + 1 \pm \left(\varepsilon^{-2} - 1 \right) \sqrt{1 - \left(\frac{P_K}{P} \right)^2} \right] \quad (1.23)$$

где $\varepsilon^2 = \kappa/\nu$, $P_K = \frac{2\varepsilon}{1-\varepsilon^2} N \sin \alpha = \frac{2\varepsilon}{1-\varepsilon^2} P_b \approx 0.1 P_b$, (оценка соотношения коэффициентов кинематической вязкости и диффузии взята для раствора поваренной соли в воде). Последнее показывает значительное превосходство характерных диффузионных времен над временами сил плавучести.

Исходя из выражения (1.23) получаем условие действительности корней характеристического уравнения $P > P_K$. С добавлением эффектов диффузии у модели течения оказывается три характерных значения времени разного масштаба (по одному на каждый физических фактов) – вязкое (t_ν или в пространстве образов Лапласа P_ν), сил плавучести (t_b или P_b), а также диффузионное (t_K или P_K). В соответствии с этим могут быть построены три приближения малых времен.

I. Времена малые по сравнению с диффузионными $P_K \ll P \ll P_b \ll P_\nu$.



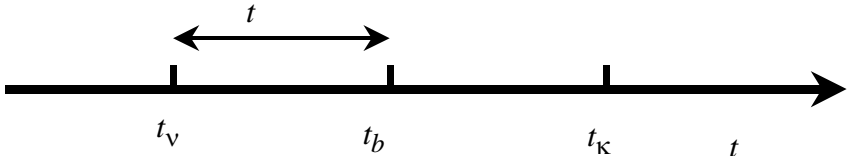
Тогда (1.23) можно разложить в ряд по малому параметру $P_K/P \ll 1$.

$$\lambda_+^2 = \frac{P}{2\nu} \left[\frac{2}{\varepsilon^2} - \frac{1}{2\varepsilon^2} \left(\frac{P_K}{P} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{P_K}{P} \right)^2 \right] \approx \frac{P}{\kappa}$$

$$\lambda_-^2 = \frac{P}{2\nu} \left[2 + \frac{1}{2\varepsilon^2} \left(\frac{P_K}{P} \right)^2 - \frac{1}{2} \left(\frac{P_K}{P} \right)^2 \right] \approx \frac{P}{\nu} \quad (1.24)$$

Согласно (1.24) оказывается, что внутри интервала “диффузионных” времен существуют два пограничных слоя существенно разной толщины – вязкий и диффузионный, с сопоставимыми по величине вкладами всех действующих факторов в асимптотику.

II. Времена малые по сравнению с характерными временами сил плавучести $P_K \ll P_b \ll P \ll P_v$.



Для определения значения корней характеристического уравнения в этом случае необходимо раскрыть выражение для параметра P_K подставить его в разложение (1.24), после чего устремить $\varepsilon \rightarrow 0$

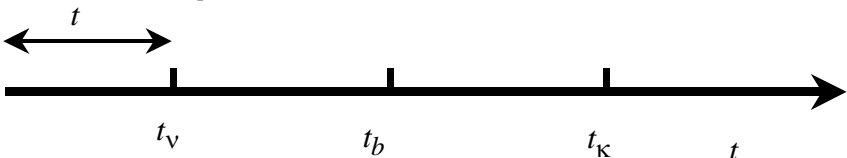
$$\lambda_+^2 = \frac{P}{2\nu} \left[\frac{2}{\varepsilon^2} - \frac{2}{1-\varepsilon^2} \left(\frac{P_b}{P} \right)^2 + \frac{2\varepsilon^2}{(1-\varepsilon^2)^2} \left(\frac{P_b}{P} \right)^2 \right] \rightarrow \infty$$

λ_+ – сингулярные корни характеристического уравнения, в данном приближении все члены решения им соответствующие обращаются в нуль, происходит фактическое понижение порядка системы уравнений движения. Второй (регулярный) корень (1.23) в данном случае примет вид

$$\lambda_-^2 = \frac{P}{2\nu} \left[2 + \frac{2}{(1-\varepsilon^2)^2} \left(\frac{P_b}{P} \right)^2 - \frac{2\varepsilon^2}{(1-\varepsilon^2)^2} \left(\frac{P_b}{P} \right)^2 \right] \approx \frac{P}{\nu} \left[1 + \left(\frac{P_b}{P} \right)^2 \right]$$

Удерживая члены первого порядка малости, получаем разложение корней характеристического уравнения, соответствующее случаю вязкой стратифицированной жидкости.

III. Малые вязкие времена. $P_K \ll P_b \ll P_v \ll P$.



Последнее приближение возникает при переходе в область, непосредственно примыкающую к границе тела (причем со временем ее толщина уменьшается). Тогда все течение будет состоять из единственного пограничного слоя (вязкого)

$$\lambda_-^2 = \frac{p}{v} \left[1 + \left(\frac{p_b}{p} \right)^2 \right] \approx \frac{p}{v}$$

и моделью его описывающей будет модель однородной вязкой жидкости.

Стационарное решение. Плоскость. Смена типа течения будет происходить при переходе к большим временам существенно превышающим диффузионные. В этом пределе эффектами диффузии пренебрегать уже нельзя, и решение приближается к стационарному. Полагая в системе (1.1) все временные производные равными нулю, запишем выражение для характеристического уравнения

$$\lambda^4 = -N^2 \sin^2 \alpha / \nu \kappa \quad (1.25)$$

Ограничиваясь в решении уравнения (1.25) корнями с отрицательной действительной частью, и, определяя выражения для постоянных интегрирования по крайевым условиям, запишем решения для скорости и возмущения солёности

$$u = U_0 \exp(-\delta \eta) [\cos \delta \eta - \sin \delta \eta] = \sqrt{2} U_0 \exp(-\delta \eta) \cos(\delta \eta + \pi/4) \quad (1.26)$$

$$S = U_0 \frac{2v\delta^2}{g \sin \alpha} \exp(-\delta \eta) [\cos \delta \eta + \sin \delta \eta] = U_0 \frac{\sqrt{8}v\delta^2}{g \sin \alpha} \exp(-\delta \eta) \cos(\delta \eta - \pi/4)$$

$$\delta = \left[(N \sin \alpha)^2 / 4\nu \kappa \right]^{1/4}$$

где

Пространственную структуру стационарных решений (1.26) определяет комбинационный масштаб длины δ^{-1} характерный для многих видов течений [9, 11, 12].

Стратифицированная жидкость с диффузией. Цилиндр. В образах Лапласа уравнения движения для наклонного цилиндра сводятся к одному уравнению с дифференциальным оператором четвертого порядка

$$\left\{ L^2 - p(\kappa^{-1} + v^{-1})L + \frac{p^2}{\nu \kappa} \left(1 + \left(\frac{p_b}{p} \right)^2 \right) \right\} v = 0 \quad (1.27)$$

анализ свойств которого аналогичен анализу, проведенному для уравнений (1.5) плоской задачи, где вместо характеристического уравнения (1.7) появляется квадратное уравнение относительно дифференциального оператора цилиндрических функций нулевого порядка. В результате решения операторного уравнения уравнение (1.27) разделяется на два уравнения Бесселя с комплексным аргументом

$$\left(L - l_1^{-2} \right) v = 0 \quad \text{и} \quad \left(L - l_2^{-2} \right) v = 0 \quad (1.28)$$

$$l_{1,2}^{-2} = \frac{p}{2} (\kappa^{-1} + v^{-1}) \pm \sqrt{\frac{p^2}{4} (\kappa^{-1} + v^{-1})^2 - \frac{p^2}{\nu \kappa} \left(1 + \left(\frac{p_b}{p} \right)^2 \right)}$$

где

(1.29)

Причем поведение решений (1.28) будет существенным образом зависеть от знака подкоренного выражения (1.29). На малых временах ($P_b / p < k_\varepsilon$, $k_\varepsilon = (1 - \varepsilon^2) / 2\varepsilon$) знак положительный, решения описываются монотонными во времени и пространстве функциями Макдональда нулевого индекса с двумя характерными масштабами l_1 и l_2 (два пограничных слоя). На больших временах ($P_b / p > k_\varepsilon$) – функциями Бесселя комплексного аргумента с возникновением колебательного режима и, наконец, в стационарном пределе ($p \rightarrow 0$) к функциям Кельвина и внутренним волнам нулевой частоты с комбинационным масштабом длины $(N^2 \sin^2 \alpha / 4\nu k)^{-1/4}$.

Причем неравномерность двойного предельного перехода $\alpha \rightarrow 0$, $r \rightarrow \infty$ возникает только в последнем случае ($t \rightarrow \infty$).

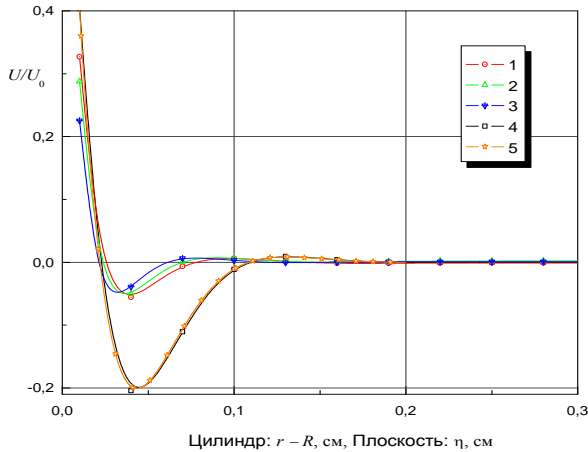


Рис. 1.8. Пространственная динамика скорости течения стратифицированной жидкости с диффузией при переходе к стационарному течению.

(Кривые рассчитаны для угла наклона $\alpha = 90^\circ$, частоты плавучести $N = 0,99$ рад/сек.

1 – 3 – $t = 75, 90, 120$ секунд, 4, 5 – стационарные решения для плоскости и цилиндра.)

Стационарное решение. Цилиндр. В предельном случае $t \rightarrow \infty$ уравнение (1.27) принимает вид аналогичный (1.25) для плоскости

$$L^2 u = -\frac{N^2 \sin^2 \alpha}{\nu k} u \quad (1.30)$$

Для стационарного решения уравнение (1.28), (1.29) упрощаются, решение операторного уравнения приводит опять к комбинационному масштабу длины δ^{-1} , а факторизация оператора четвертого порядка на два оператора второго порядка

$$\left(L - i \frac{N \sin \alpha}{\sqrt{\nu k}} \right) \left(L + i \frac{N \sin \alpha}{\sqrt{\nu k}} \right) u = 0 \quad (1.31)$$

к хорошо известным функциям Бесселя комплексного аргумента – функциям Кельвина нулевого индекса [22]. Выбирая функции затухающие на бесконечности и подставляя общее решения в краевые условия (1.3), находим решение стационарной задачи для цилиндрической геометрии

$$\frac{u}{U_0} = \frac{\ker'(\beta R) \ker(\beta r) + \text{kei}'(\beta R) \text{kei}(\beta r)}{\ker'(\beta R) \ker(\beta R) + \text{kei}'(\beta R) \text{kei}(\beta R)} \quad (1.32)$$

$$S = U_0 \frac{\beta^2 \nu}{g \sin \alpha} \frac{\text{kei}'(\beta R) \ker(\beta r) - \ker'(\beta R) \text{kei}(\beta r)}{\ker'(\beta R) \ker(\beta R) + \text{kei}'(\beta R) \text{kei}(\beta R)}$$

где $\beta = \delta \sqrt{2}$.

Поведение решения (1.32) от стационарного решения для плоскости отличается только несколько более сильным пространственным затуханием, асимптотически близким к корневой зависимости. Графическое изображение зависимостей скорости для плоскости и цилиндра представлены на Рис. 1.8 и имеет вид струи близкой по структуре к долинным ветрам [9] или внутренним волнам нулевой частоты [10, 23].

Представление решения в виде временных рядов. При анализе квадратур уравнений вязкой стратифицированной жидкости были выявлены области, в которых из-за нерегулярности поведения подынтегрального выражения численное нахождение интеграла было сопряжено с большими вычислительными трудностями. Учитывая также, что для обращения образов Лапласа задач с диффузией также приходится использовать асимптотические методы, а аналитические выражения могут быть получены в основном только для стационарных задач, было бы целесообразно иметь альтернативный метод расчета нестационарных течений. Ниже в качестве такого метода предлагается использовать представление решений в виде временных рядов. Аналогичный подход был использован для построения решения нестационарного течения, индуцированного диффузией на наклонной плоскости [8].

Стратифицированная жидкость без диффузии. В пренебрежении эффектами диффузии уравнения движения плоскости (1.5) сводятся к одному уравнению второго порядка относительно скорости без увеличения числа краевых условий

$$\frac{v}{p} v''_{\eta\eta} - v = \left(\frac{p_b}{p}\right)^2 v, \quad v|_{\eta=0} = \frac{1}{p} U_0, \quad (1.33), (1.34)$$

После растяжения переменных $\chi = \sqrt{p/v}\eta$, решение задачи (1.33, 1.34) ищется в виде ряда

$$v = \frac{U_0}{p} \sum_{n=0} f_{2n+1} \left(\frac{p_b}{p}\right)^{2n} \quad (1.35)$$

Тогда уравнение (1.33) перейдет в систему рекуррентных уравнений для коэффициентов функций f

$$f''_{2n+1} - f_{2n+1} = f_{2n-1}, \quad n=1, 2, \dots, \quad f_1 = \exp(-\chi) \quad (1.36)$$

с тривиальными граничными условиями для всех $n > 0$.

$$f_{2n+1}(0) = f_{2n+1}(\infty) = 0, \quad n=1, 2, \dots \quad (1.37)$$

Таким образом, выполнение за нетривиальное граничное условие в нуле отвечает нулевой член разложения (1.35). В силу однородности граничных условий (1.37) общие решения однородных уравнений (1.36) будут обращаться в нуль, и на каждом шаге рекуррентной процедуры необходимо найти только частное решение неоднородного уравнения, порождаемого в конечном итоге единственной причи-

ной – f_1 . Независимость вида левой части уравнений (1.36) от номера рекуррентной процедуры и постоянство коэффициентов дифференциальных уравнений приводит к появлению в решениях вековых членов, число которых растет вместе с номером рекуррентной процедуры

$$f_{2n+1} = \exp(-\chi) \sum_{k=0}^{n-1} C_n^k \chi^{k+1}, \quad n=1, 2, \dots \quad (1.38)$$

В результате выражение для образа скорости приобретает вид степенного ряда, из которого выделена экспоненциальная зависимость от переменной χ

$$v = \frac{U_0}{p} \exp(-\chi) \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \left(\frac{p_b}{p}\right)^{2n} P_n \quad (1.39)$$

$$P_n = \sum_{m=1}^n P_{nm} \chi^m$$

При $n > 0$ полиномы удовлетворяют уравнениям

$$P_n'' - 2P_n' = -P_{n-1} \quad (1.40)$$

по которым можно построить рекуррентные соотношения для коэффициентов полиномов

$$P_{0,0} = 1, \quad P_{n,n} = \frac{1}{2^n n!}, \quad P_{n,1} = P_{n,2}, \quad (1.41)$$

$$2(n-m)P_{n,n-m} = (n-m+1)(n-m)P_{n,n-m+1} + P_{n-1,n-m-1},$$

$$m = \overline{1, n-2}, \quad n = 3, 4, \dots$$

Выражения для первых трех полиномов имеют вид

$$P_1 = \frac{1}{2}\chi, \quad P_2 = \frac{1}{8}\chi(\chi+1), \quad P_3 = \frac{1}{48}\chi(\chi^2 + 3\chi + 3), \dots$$

Обращение выражения (1.35) дает выражение для скорости в конфигурационном пространстве

$$\frac{u}{U_0} = \operatorname{erfc}\left(\frac{\eta}{2\sqrt{vt}}\right) + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n (4p_b t)^{2n} \sum_{m=1}^n P_{nm} \left(\frac{\eta}{2\sqrt{vt}}\right)^m i^{4n-m} \operatorname{erfc}\left(\frac{\eta}{2\sqrt{vt}}\right) \quad (1.42)$$

здесь $i^n \operatorname{erfc}(z)$ – кратный интеграл вероятности [22].

В выражении (1.42), как и ранее в (1.20), отдельно выделены вклады чисто вязкого вовлечения жидкости (первый член в фигурных скобках) и реакции на возмущение стратифицированной среды.

Стратифицированная жидкость с диффузией. Решение задачи установления течения вызванного импульсным стартом наклонной плоскости в стратифицированной жидкости с диффузией, а также анализа его нестационарных свойств будет выполнен с помощью временных рядов. В пространстве образов Лапласа, когда определяющая система имеет вид (1.37). Для удобства анализа перейдем к безразмерным переменным

$$v = \frac{U_0}{p} f(\chi), \quad \sigma = \frac{\sin \alpha}{\Lambda} \frac{U_0}{p^2} h(\chi), \quad \chi = \sqrt{\frac{p}{\kappa}} \eta \quad (1.43)$$

где f и h являются новыми зависимыми переменными от новой (растянутой) независимой переменной χ .

На бесконечности все возмущения затухают. Как и ранее (представление (1.35)) решения ищутся в виде рядов

$$f = \sum_{n=0}^{\infty} f_n \left(\frac{p_b}{p}\right)^{2n}, \quad h = \sum_{n=0}^{\infty} h_n \left(\frac{p_b}{p}\right)^{2n} \quad (1.44)$$

По сравнению со случаем бездиффузионной жидкости подстановка (1.44) в обезразмеренную систему уравнений движения приводит в отличие от раздела 3.1

к системе рекуррентных дифференциальных уравнений, увеличивается также и число краевых условий.

$$\left(\frac{1}{\varepsilon^2} \frac{d^2}{d\chi^2} - 1 \right) f_n = h_{n-1}, \quad \left(\frac{d^2}{d\chi^2} - 1 \right) h_n = -f_n, \quad f_0(0) = 1, \\ f_n(0) = 0, \quad n > 0, \quad h'_n(0) = 0, \quad n \geq 0 \quad (1.45)$$

Как и в разложении (1.38) в функциональных рядах (1.44) можно определить характер зависимости коэффициентных функций от χ и, таким образом, перейти от дифференциальных рекуррентных связей к алгебраическим. Однако, в отличие от (1.38) характер зависимости усложняется, прежде всего, за счет появления дополнительной экспоненциальной функции, отвечающей за плотностной пограничный слой, усложняются и рекуррентные связи.

$$f_n = P_n^u(\chi) \exp(-\varepsilon\chi) + Q_{n-1}^u(\chi) \exp(-\chi), \\ h_n = P_n^s(\chi) \exp(-\varepsilon\chi) + Q_n^s(\chi) \exp(-\chi) \quad (1.46)$$

где $P_n^u(\chi)$, $P_n^s(\chi)$, $Q_{n-1}^u(\chi)$, $Q_n^s(\chi)$ являются полиномами вида

$$P_n^{u,s}(\chi) = \sum_{m=0}^n P_{n,m}^{u,s} \chi^m, \quad Q_n^{u,s}(\chi) = \sum_{m=0}^n Q_{n,m}^{u,s} \chi^m \quad (1.47)$$

Подставляя выражения (1.46) в систему (1.45) и учитывая значения первых коэффициентов полиномов (1.46), $P_{0,0}^u = 1$, $Q_{-1}^u = 0$ приходим к двум рекур-

рентным алгебраическим системам относительно коэффициентов $\left\{ P_{n,m}^u, P_{n,m}^s \right\}$

и $\left\{ Q_{n-1,m}^u, Q_{n,m}^s \right\}$, перекрестные связи между которыми устанавливаются через краевые данные. Ниже система рекуррентных уравнений приведена упорядоченном частично разрешенном виде, что позволяет поэтапно решать ее с использованием систем компьютерной алгебры.

В результате решения системы рекуррентных уравнений и обращения образов Лапласа (1.43) [20, 22] выражения для искомым функций скорости и солёности в конфигурационном пространстве запишутся как

$$\begin{aligned} \frac{u}{U_0} = & \sum_{n=0}^{\infty} (4p_{bt})^{2n} \left\{ \sum_{m=0}^n P_{n,m}^u \left(\frac{\eta}{2\sqrt{kt}} \right)^m i^{4n-m} \operatorname{erfc} \left(\frac{\eta}{2\sqrt{vt}} \right) + \right. \\ & \left. + \sum_{m=0}^{n-1} Q_{n-1,m}^u \left(\frac{\eta}{2\sqrt{kt}} \right)^m i^{4n-m} \operatorname{erfc} \left(\frac{\eta}{2\sqrt{kt}} \right) \right\} \end{aligned} \quad (1.48)$$

$$\begin{aligned} S = & \frac{\sin \alpha}{\Lambda} (4U_0 t) \sum_{n=0}^{\infty} (4p_{bt})^{2n} \left\{ \sum_{m=0}^n P_{n,m}^s \left(\frac{\eta}{2\sqrt{kt}} \right)^m i^{4n-m+2} \operatorname{erfc} \left(\frac{\eta}{2\sqrt{vt}} \right) + \right. \\ & \left. + Q_{n,m}^s \left(\frac{\eta}{2\sqrt{kt}} \right)^m i^{4n-m+2} \operatorname{erfc} \left(\frac{\eta}{2\sqrt{kt}} \right) \right\} \end{aligned}$$

При изучении временной эволюции скорости в рамках задачи с учетом эффектов диффузии коэффициенты полиномов $\left\{ P_{n,m}^u, P_{n,m}^s \right\}$ и $\left\{ Q_{n-1,m}^u, Q_{n,m}^s \right\}$ рассчитывались по системе рекуррентных уравнений с использованием пакета Maple. Временной ряд (1.48) представлялся в виде конечной суммы. При этом в силу малого значения параметра ε результаты расчетов сравнивались с построенными ранее (в рамках модели среды без диффузии) зависимостями скорости от координаты и времени. Для выбранных значений номеров обрыва ряда ($n = 3, 5, 10, 20$) сравнение графиков временной эволюции скорости, как для малых (Рис. 1.4 б, в), так и для больших (Рис. 1.5 б, в) расстояний от плоскости, показало монотонный рост диапазона применимости представления ряда конечной суммой с ростом номера обрыва ряда n . Увеличение числа членов суммы до 20 позволяет удовлетворительно описывать поведение скорости до времен порядка нескольких периодов плавучести. Построенные для $n = 20$ профили скорости также показали удовлетворительное совпадение результатов в рамках заданного временного диапазона (Рис. 1.7 в).

Таким образом, проведенный анализ показал, что вклад того или иного физического фактора в модель течения определяется не только абсолютной скалярной величиной размерного или безразмерного комплекса, входящего в уравнения движения, но он может значительно меняться в пространстве и по мере эволюции течения. На простом примере формирования слоистых течений в стратифицированной среде с диффузией выделены четыре фазы развития течения, описание которых усложняется от модели вязкой однородной жидкости до модели стратифицированной жидкости с диффузией, причем диапазон применимости моделей по скалярным параметрам меняется в зависимости выбранного пространственно-временного интервала. Показано, что слабые эффекты стратификации, регулярным образом описываемые уравнениями движения, со временем меняют глобальное поведение течения и приводят к формированию тонкой структуры течения, включая сингулярные эффекты диффузии. В работе отдельно выделены стационарные

модели, применимость которых для описания процессов в окружающей среде каждый раз нуждается в обосновании, особенно, когда исследуются предельные переходы между смежными геометрическими задачами или моделями.

Представленные в работе разложения решения в виде временных рядов, позволили регулярным образом описать течения на существенно нестационарной фазе их эволюции. Представляет интерес распространение такого подхода, ранее использованного в работе [17] в задаче формирования течения при импульсном старте горизонтального цилиндра, на нестационарное движение других тел конечной формы.

2. Периодические слоистые течения.

В предыдущем разделе была рассмотрена структура слоистых течений, возникающих при импульсном старте наклонных плоскости и цилиндра с постоянной скоростью. Однако, на практике закон движения тел, как правило, имеет гораздо более сложный характер. При моделировании распространенным типом движения границ являются периодические или колебательные движения. С движением такого типа тесно связан один из важнейших элементов стратифицированных течений – внутренние волны. Их изучению посвящено значительное количество работ, начиная с классической работы [2], вплоть до современных исследований, выполненных как в традиционной гидродинамической постановке [24 – 28], так и касающихся аспектов динамики природных систем [29, 30]. Анализу влияния эффектов диссипации на динамику внутренних волн посвящены работы [37]. В тоже время в литературе, как правило, рассматривалась диссипация одного вида (вязкость), вклад эффектов диффузии в волновые процессы детально не анализировался. Однако, учитывая обычную практику использования асимптотических оценок для анализа решений, изучение роли диссипации в процессах переноса активной примеси представляется важным.

Рассмотрим некоторые особенности тонкой структуры слоистых течений стратифицированной жидкости, возникающих при периодическом движении границ двух видов – плоской и цилиндрической. Пусть граничные условия для системы (1.1) имеет вид

$$\mathbf{u}|_{\eta=0} = U(t) \cdot \mathbf{e}_\xi = U_0 \exp(i\omega t) \cdot \mathbf{e}_\xi \quad (2.1)$$

Как и прежде изучим особенности течений по мере усложнения модели: однородная жидкость, стратифицированная жидкость и среда с диффузией.

Однородная жидкость.

Уравнения движения в этом случае имеют вид

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = \nu \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial \eta^2} \quad (2.2)$$

Для периодического движения границы Лапласа имеет вид

$$w(p) = \frac{U_0}{p - i\omega} \quad \text{и решение в образах}$$

$$v = \frac{U_0}{p-i\omega} \exp(-\sqrt{p/\nu}\eta) \quad (2.3)$$

Тогда в конфигурационном пространстве решение запишется в виде свертки

$$u = \int_0^t U'(t-\tau) \operatorname{erfc}(\eta/2\sqrt{\nu\tau}) d\tau \quad (2.4)$$

Здесь штрих означает производную по аргументу.

Графически процесс установления колебаний, описываемых сверткой (2.4) представлен на Рис. 2.1. Из пространственной картины распространения возмущения (Рис. 2.1.б) отчетливо видно, что с расстоянием вместе с затуханием амплитуды скорости период колебаний возрастает.

Подробный анализ фазы формирования был проведен в предыдущей части работы, далее на примере стационарных “колебаний” будет исследоваться влияние периодического движения границы на структуру колебаний стратифицированной среды при вязком механизме вовлечения. Временная зависимость решения будет определяться движением границы через разделение переменных

$$\begin{aligned} \text{Плоскость} \quad u &= v(\eta) \exp(i\omega t), \quad S = \sigma(\eta) \exp(i\omega t), \\ \text{Цилиндр} \quad u &= v(r) \exp(i\omega t), \quad S = \sigma(r) \exp(i\omega t), \end{aligned} \quad (2.5)$$

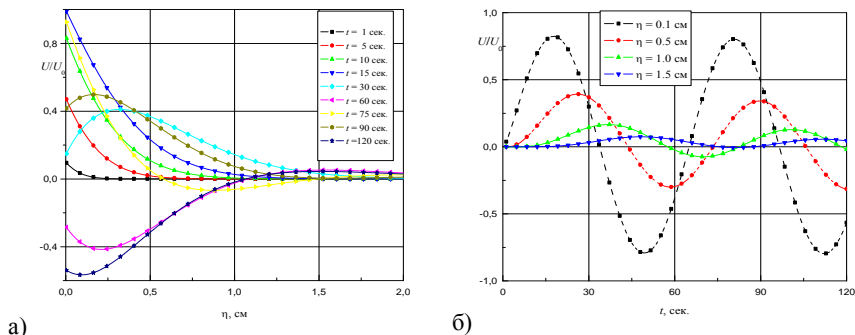


Рис. 2.1 Формирование плоскопараллельного течения вблизи плоскости $u(0) = U_0 \cos \omega t$, совершающей периодические колебания с частотой $\omega = 0.1 \text{ рад/сек}$.
 а) формирование профиля течения в зависимости от времени;
 б) распространение возмущений в зависимости от расстояния до плоскости.

Для однородной жидкости вязкое вовлечение приведет при больших временах к формированию периодического пограничного слоя впервые изученного Стоксом. Его толщина определяется отношением частоты колебаний границы и вязкости среды

($\delta = \gamma_0^{-1}$, $\gamma_0 = \sqrt{\omega/2\nu}$), а полное решение задачи имеет вид затухающей волны

$$u = U_0 \exp(-\gamma_0 \eta) \exp(i(\omega t - \gamma_0 \eta)) \quad (2.6)$$

Кроме амплитуды, вязкость среды вносит изменения в фазу колебаний жидкости, что приводит к появлению одномерной затухающей волны (2.6).

Стратифицированная жидкость. Усложнение модели за счет сил плавучести приводит к появлению еще одной зависимой переменной – концентрации стратифицирующей примеси, тогда одно уравнение движения (2.2) переходит в систему

$$\frac{\partial u}{\partial t} = v \frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2} - gS \sin \alpha, \quad \frac{\partial S}{\partial t} = \frac{1}{\Lambda} u \sin \alpha \quad (2.7)$$

Задача поиска стационарных “волн” (2.5) приводит к характеристическому уравнению, связывающему волновое число λ ($v(\eta) \sim \exp(\lambda \eta)$), $\sigma(\eta) \sim \exp(\lambda \eta)$ и частоту колебаний ω . Для системы (2.7) характеристическое уравнение имеет вид

$$\lambda^2 = \pm 2i\gamma_N^2, \quad \gamma_N = \sqrt{|\omega^2 - N^2 \sin^2 \alpha|} / 2v\omega \quad (2.8)$$

Знаку плюс в формуле (2.8) соответствует $\omega > N \sin \alpha$, и наоборот.

Форма волнового решения для вязкой стратифицированной жидкости

$$u = U_0 \exp(-\gamma_N \eta) \exp(i(\omega t \pm \gamma_N \eta)) \quad (2.9)$$

показывает, что наличие стратификации приводит к уменьшению степени затухания колебаний на величину эффективной частоты плавучести $N_{эф} = N \sin \alpha$.

Направление распространения волны определяет соотношение между частотой колебания и эффективной частотой плавучести (положительному значению фазовой скорости соответствует $\omega > N \sin \alpha$). Особым является случай колебаний границы с эффективной частотой плавучести. В этом случае, несмотря на наличие вязкости, показатель затухания волны обращается в нуль ($\omega = N \sin \alpha \rightarrow \gamma_N = 0$) и имеет место резонанс, все частицы жидкости независимо от расстояния до пластины колеблются с одинаковой амплитудой.

Переход от системы (2.7) к одному уравнению в случае резонанса позволяет проследить аналогию между колебательным движением границы с резонансной частотой и стационарным течением однородной жидкости около пластины, движущейся с постоянной скоростью. В обоих случаях уравнения движения переходят в форму $u'' = 0$. За бесконечное время, прошедшее с момента начала движения, весь объем жидкости приходит в движение и условие затухания возмущений на бесконечности не выполняется.

Кроме того, в результате перехода к модели стратифицированной жидкости в показатель затухания Стокса $\gamma_0 = \sqrt{\omega/2\nu}$ (здесь ω – частота колебаний границы) периодического течения однородной жидкости, эффекты плавучести вносят

$$\gamma_N = \sqrt{|\omega^2 - N^2 \sin^2 \alpha|/2\nu\omega}$$

существенную поправку, уменьшая его ве-

личину. Анализ зависимости показателя затухания γ_N от частоты колебаний границы показывает сходство в поведении течений при больших ($\omega \gg N \sin \alpha$) и малых ($\omega \ll N \sin \alpha$) значениях частот, что существенно отличает их от течений однородной жидкости. Причем в первом случае эффекты

стратификации малы и $\gamma_N \approx \gamma_0 \sim \sqrt{\omega}$, а во втором наличие отличной от нуля частоты плавучести в γ_N (второго механизма колебаний) приводит к росту затухания характеристик течения с уменьшением частоты колебаний границы ($\gamma_N \sim 1/\sqrt{\omega}$). Этот эффект иллюстрируется на Рис. 2.2.

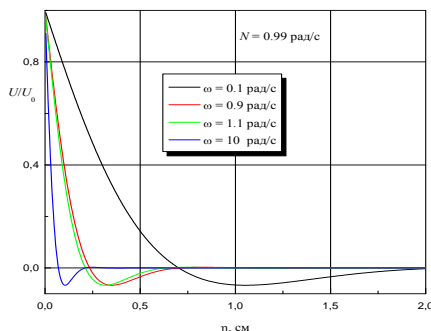


Рис. 2.2. Зависимость установившихся периодических слоистых течений от частоты колебания пластины

Периодические колебания наклонной пластины в стратифицированной жидкости с диффузией. В этом случае в уравнение переноса примеси появляется собственный кинетический коэффициент, что приводит к повышению порядка системы уравнений движения

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2} - gS \sin \alpha, \quad \frac{\partial S}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 S}{\partial \eta^2} + \frac{1}{\Lambda} u \sin \alpha \quad (2.10)$$

Характеристическое уравнение усложняется и становится биквадратным с комплексными коэффициентами

$$\lambda^4 - i\omega \left(\kappa^{-1} + \nu^{-1} \right) \lambda^2 \mp \beta^2 = 0 \quad (2.11)$$

где $\beta^2 = \left| \omega^2 - N^2 \sin^2 \alpha \right| / \nu \kappa$, знак минус в уравнении соответствует $\omega > N \sin \alpha$, плюс – $\omega < N \sin \alpha$.

Корни уравнения (2.11) зависят от соотношения между определяющими параметрами задачи. Для водного раствора поваренной соли величины кинематической вязкости и диффузии фиксируются, в физическом эксперименте варьируются значения частоты колебаний границы и эффективной частоты плавучести. Среди всех возможных сочетаний значений параметров следует выделить те, которые приводят к качественно различным физическим свойствам течений. Можно выделить три качественно различных типа корней уравнения (2.11).

А) корни уравнения имеют две различные отрицательные действительные части – два пограничных слоя различной толщины (дискриминант уравнения строго меньше нуля);

Б) корни уравнения имеют единственную отрицательную действительную часть – единый пограничный слой (дискриминант больше либо равен нулю);

В) свободный член уравнения обращается в нуль – обращение в нуль коэффициента затухания для части решений.

Отметим сразу, что условию положительного значения дискриминанта (одинаковые значения действительных корней уравнения) отвечает диапазон значений

параметров $\beta^2 > \frac{\omega^2}{4} \left(\kappa^{-1} + \nu^{-1} \right)^2$. Максимальное значение параметра β до-

стигается при $\alpha = 0$. В этом случае условие $\beta^2 > \frac{\omega^2}{4} \left(\kappa^{-1} + \nu^{-1} \right)^2$ отвечает

мнимым значениям коэффициентов диссипации $(\nu - \kappa)^2 < 0$, что невозможно.

В результате оказывается, что нерасщепленный пограничный слой у слоистых течений стратифицированной жидкости не реализуется при любых действительных значениях коэффициентов диссипации.

Рассмотрим подробно решения характеристического уравнения по мере роста частоты колебаний.

1. $\omega < N \sin \alpha$: относится к случаю А). Тогда решение характеристического уравнения (2.11) имеет вид

$$\lambda^2 = i\tilde{\mu}_{\pm}^2 \quad (2.12)$$

$$\tilde{\mu}_{\pm}^2 = \frac{\omega}{2} \left(\kappa^{-1} + \nu^{-1} \right) \pm \sqrt{\frac{\omega^2}{4} \left(\kappa^{-1} + \nu^{-1} \right)^2 + \beta^2}$$

где

Условие затухания возмущений на бесконечности приводит к ограничению действительных значений корней уравнения (2.12) отрицательными значениями.

$$\lambda_+ = -(1+i)\mu_+, \quad \lambda_- = -(1-i)\mu_-, \quad \mu_{\pm} = \frac{\tilde{\mu}_{\pm}}{\sqrt{2}} \quad (2.13)$$

Подставляя найденные значения корней характеристического уравнения в выражения для скорости и возмущения солёности и затем в краевые условия, приведем три выражения для полного комплексного решения задачи, его действительной и мнимой части

$$\begin{aligned} v(\eta) &= \frac{1}{1+ia} \left[\exp(-\mu_+(1+i)\eta) + ia \exp(-\mu_-(1-i)\eta) \right] \\ u &= \frac{1-ia}{1+a^2} \left[\exp(-\mu_+\eta) \exp(i(\omega t - \mu_+\eta)) + ia \exp(-\mu_-\eta) \exp(i(\omega t + \mu_-\eta)) \right] \\ \operatorname{Re} u &= \exp(-\mu_+\eta) \cos \vartheta \cos(\omega t - \mu_+\eta - \vartheta) - \exp(-\mu_-\eta) \sin \vartheta \sin(\omega t + \mu_-\eta - \vartheta) \\ \operatorname{Im} u &= \exp(-\mu_+\eta) \cos \vartheta \sin(\omega t - \mu_+\eta - \vartheta) + \exp(-\mu_-\eta) \sin \vartheta \cos(\omega t + \mu_-\eta - \vartheta) \\ a &= \frac{\mu_+ (2\nu\mu_+^2 - \omega)}{\mu_- (2\nu\mu_-^2 + \omega)}, \quad \operatorname{tg} \vartheta = a. \end{aligned}$$

Представленное решение описывает периодический пограничный слой, расщепленный на два подслоя существенно разной толщины (вязкий и диффузионный). Характерные значения величин затухания возмущений можно получить, разлагая корни характеристического уравнения в ряд (2.12)

2. $\omega > N \sin \alpha$. $\beta^2 < \frac{\omega^2}{4} (\kappa^{-1} + \nu^{-1})^2$. Анализ показывает, что при $\omega > N \sin \alpha$ для любых значениях параметров дискриминант характеристического уравнения оказывается отрицательным, и всегда реализуется тип пограничных течений (А)

$$\beta^2 - \frac{\omega^2}{4} (\kappa^{-1} + \nu^{-1})^2 = -\frac{1}{4} \left[\omega^2 (\kappa^{-1} - \nu^{-1})^2 + 4N^2 \sin^2 \alpha \right] < 0$$

В этом случае решение характеристического уравнения (2.11) имеет вид

$$\lambda^2 = i\tilde{k}_{\pm}^2 \quad (2.14)$$

$$\tilde{k}_{\pm}^2 = \frac{\omega}{2} (\kappa^{-1} + \nu^{-1}) \pm \sqrt{\frac{\omega^2}{4} (\kappa^{-1} + \nu^{-1})^2 - \beta^2}$$

где

$$\lambda_{\pm} = -k_{\pm}(1+i) \quad (2.15)$$

Подставляя найденные значения корней характеристического уравнения в выражения для скорости и возмущения солёности (2.10, 2.11) и затем в краевые условия, приведём три выражения для полного комплексного решения задачи, его действительной и мнимой части

$$u = \frac{1}{1-b} \left[\exp(-k_+ \eta) \exp(i(\omega t - k_+ \eta)) - b \exp(-k_- \eta) \exp(i(\omega t - k_- \eta)) \right]$$

$$\operatorname{Re} u = \frac{\sqrt{1+b^2}}{1-b} \left[\exp(-k_+ \eta) \cos \theta \cos(\omega t - k_+ \eta) - \exp(-k_- \eta) \sin \theta \cos(\omega t - k_- \eta) \right]$$

$$\operatorname{Im} u = \frac{\sqrt{1+b^2}}{1-b} \left[\exp(-k_+ \eta) \cos \theta \sin(\omega t - k_+ \eta) - \exp(-k_- \eta) \sin \theta \sin(\omega t - k_- \eta) \right]$$

$$b = \frac{k_+ (2\nu k_+^2 - \omega)}{k_- (2\nu k_-^2 - \omega)}, \quad \operatorname{tg} \theta = b$$

В отличие от предыдущего случая (2.13) корни уравнения (2.15) имеют один и тот же отрицательный знак мнимой части, что приводит к одинаковому знаку фазовой скорости в обоих типах пограничных течений.

Таким образом, для всех значений частоты колебаний границы отличных от эффективной частоты плавучести реализуется тип решений (А) отвечающий расщепленному пограничному слою. Рассмотрим его структуру подробнее, для чего перепишем корни характеристического уравнения, предварительно обозначив

$$\delta = 2\sqrt{|1 - \delta_N^2|} \frac{\varepsilon}{1 + \varepsilon^2} \approx 2\sqrt{|1 - \delta_N^2|} \varepsilon, \quad \varepsilon = \sqrt{\kappa / \nu}$$

$$\delta_N = N \sin \alpha / \omega \quad (2.16)$$

При записи (2.16) учтено, что отношение коэффициентов диффузии и кинематической вязкости ε для воды является малым параметром, по которому в дальнейшем будет проведено разложение. Тогда приближенные выражения для квадратов корней характеристического уравнения будут иметь вид

$$\omega < N \sin \alpha: \quad \lambda^2 = i \frac{\omega}{2} \frac{\nu + \kappa}{\nu \kappa} \left[1 \pm \sqrt{1 + \delta^2} \right] \approx i \frac{\omega}{2\kappa} \left[1 \pm \left(1 + \delta^2 / 2 \right) \right] \quad (2.17)$$

$$\omega > N \sin \alpha: \quad \lambda^2 = i \frac{\omega}{2} \frac{\nu + \kappa}{\nu \kappa} \left[1 \pm \sqrt{1 - \delta^2} \right] \approx i \frac{\omega}{2\kappa} \left[1 \pm \left(1 - \delta^2 / 2 \right) \right] \quad (2.18)$$

Извлекая корни из приближенных выражений (2.17) и (2.18) и выясняем характерные масштабы точных выражений (2.13) и (2.15), отвечающих за размер по-

граничного слоя. В результате получаем, что единый пограничный слой в диффузионном приближении можно разделить на два подслоя

$$\begin{aligned} \omega < N \sin \alpha : \quad \lambda_{\kappa} &\approx -(1+i) \sqrt{\omega/2\kappa} , \\ \lambda_{\nu} &\approx -(1-i) \sqrt{\omega/2\nu} \sqrt{|1-\delta_N^2|} \end{aligned} \quad (2.19)$$

$$\begin{aligned} \omega > N \sin \alpha : \quad \lambda_{\kappa} &\approx -(1+i) \sqrt{\omega/2\kappa} , \\ \lambda_{\nu} &= -(1+i) \sqrt{\omega/2\nu} \sqrt{|1-\delta_N^2|} \end{aligned} \quad (2.20)$$

Анализ фазовых скоростей в пограничном слое показывает, что в вязком подслое, как и в бездиффузионной модели, знак фазовой скорости меняется при переходе частоты колебания плоскости через граничное значение $\omega = N \sin \alpha$. Знак фазовой скорости в диффузионном подслое не меняется в зависимости от значения частоты колебаний. Распространение возмущений происходит в положительном направлении оси $O\eta$, т.е. от плоскости. Отношение фазовых скоростей в вязком и диффузионном пограничном слое определяется параметром разложения δ

$$\left| \frac{v_{\phi, \kappa}}{v_{\phi, \nu}} \right| \sim \varepsilon \sqrt{|1-\delta_N^2|} = \delta/2 \ll 1 \quad (2.21)$$

В результате анализа корней характеристического уравнения можно показать, что учет эффектов диффузии приводит к расщеплению единого пограничного слоя на два подслоя разной толщины, с характерными масштабами длины не зависимо от значений коэффициентов диссипации

$$l_{\pm}^2 = \frac{1}{2} \left| \sqrt{\frac{\omega^2}{4} (\kappa^{-1} + \nu^{-1})^2 + \beta^2} \pm \frac{\omega}{2} (\kappa^{-1} + \nu^{-1}) \right|^{-1}, \quad \text{где}$$

$$\beta^2 = \left| \omega^2 - N^2 \sin^2 \alpha \right| / \nu \kappa$$

Кроме того, толщина скоростного (вязкого) пограничного слоя существенно зависит от соотношения между частотой вынужденных колебаний, частотой плаучести и углом наклона пластины.

$$\begin{aligned} l_{\kappa} = l_{+} &\sim \sqrt{\kappa/\omega}, & l_{\nu} = l_{-} &\sim \omega/\omega_N \sqrt{\nu/\omega}, \\ \omega_N &= \sqrt{\left| \omega^2 - N^2 \sin^2 \alpha \right|}. \end{aligned} \quad \text{где}$$

Вырожденный случай $\omega = N \sin \alpha$ (случай В): Как и в случае среды без диффузии существует вырожденный случай колебаний с частотой $\omega = N \sin \alpha$, когда у характеристического уравнения появляется двукратный нулевой корень. В этом случае дифференциальный оператор распадается на два коммутирующих оператора

$$v'' = 0 \quad \text{и} \quad v'' = i \frac{\omega}{v_{y\delta}} v, \quad v_{y\delta} = \frac{v\kappa}{v+\kappa} \approx \kappa$$

первый из них совпадает с оператором стационарной решению о движении пластины с постоянной скоростью в однородной жидкости, второй – его же нестационарному аналогу с эффективным коэффициентом вязкости, либо – установившимся колебаниям плоскости в однородной жидкости при $v = v_{\varepsilon\phi}$.

За исключением экспоненциально нарастающей части общее решение задачи может быть записано в виде

$$v = A + B\eta + C \exp(-\gamma_{\varepsilon\phi} (1+i)\eta)$$

Таким образом, даже наличие в модели двух диссипативных эффектов не приводит к полному снятию вырождения корней характеристического уравнения в резонансном случае, что в свою очередь делает некорректной постановку задачи стационарных колебаний с затуханием возмущений на бесконечности.

Периодические установившиеся движения около наклонного цилиндра. Рассмотрим особенности течений, возникающих при периодическом движении наклонного цилиндра и их трансформацию при переходе от модели однородной жидкости к модели стратифицированной жидкости с диффузией. Система уравнений движения в наиболее общем в виде записывается в форме (1.2).

Однородная жидкость.

В этом случае система (1.2) с учетом представления (2.5) принимает вид уравнения Бесселя нулевого порядка с комплексным аргументом, отвечающим функциям Кельвина

$$Lu = i \frac{\omega}{v} u \quad (2.22)$$

Выбирая затухающую на бесконечности часть общего решения, после подстановки в краевое условие на границе получаем решение задачи вязкого вовлечения жидкости в движение колеблющимся цилиндром

$$\frac{u}{U_0} = \frac{\ker(\sqrt{2}\gamma_0 r) + i \operatorname{kei}(\sqrt{2}\gamma_0 r)}{\ker(\sqrt{2}\gamma_0 R) + i \operatorname{kei}(\sqrt{2}\gamma_0 R)} \exp(i\omega t) \quad (2.23)$$

Решение (2.17) удобно переписать, используя функции модуля и аргумента функций Кельвина

$$\frac{u}{U_0} = \frac{N_0(\sqrt{2}\gamma_0 r)}{N_0(\sqrt{2}\gamma_0 R)} \exp\left(i\left\{\omega t + \left[\phi_0(\sqrt{2}\gamma_0 r) - \phi_0(\sqrt{2}\gamma_0 R)\right]\right\}\right) \quad (2.24)$$

где $N_0(x)$ и $\phi_0(x)$ – функции модуля и фазы функции Кельвина нулевого индекса [1].

Стратифицированная жидкость. Подстановка представлений решения (2.5) в систему (1.2), записанную в пренебрежении диффузионными потоками ($\kappa = 0$), приведет к аналогичному (2.22) уравнению, в котором коэффициент при пространственной составляющей скорости оказывается зависящим от соотношения между частотой колебаний и плавучести (2.8).

$$Lu = \pm i2\gamma_N^2 u, \quad (2.25)$$

где знак плюс соответствует $\omega > N \sin \alpha$, минус – $\omega < N \sin \alpha$.

Как и ранее в решении (2.9) от знака правой части (2.25) будет зависеть направление распространения волны (к цилиндру или от него)

$$\frac{u}{U_0} = \frac{\ker(\sqrt{2}\gamma_N r) \pm i \operatorname{kei}(\sqrt{2}\gamma_N r)}{\ker(\sqrt{2}\gamma_N R) \pm i \operatorname{kei}(\sqrt{2}\gamma_N R)} \exp(i\omega t) \quad (2.26)$$

или в экспоненциальной форме

$$\frac{u}{U_0} = \frac{N_0(\sqrt{2}\gamma_N r)}{N_0(\sqrt{2}\gamma_N R)} \exp\left(i\left\{\omega t \pm \left[\phi_0(\sqrt{2}\gamma_N r) - \phi_0(\sqrt{2}\gamma_N R)\right]\right\}\right) \quad (2.27)$$

При колебании цилиндра с резонансной частотой $\omega = N \sin \alpha$ уравнение (2.25) вырождается и принимает вид стационарного уравнения однородной жидкости записанного для движения тела с постоянной скоростью

$$Lu = 0$$

и в общем решении возникают логарифмические составляющие $u = A + B \ln r$, что с точностью до замены логарифма на линейную функцию совпадает со случаем движения пластины.

Стратифицированная жидкость с диффузией. После разделения переменных и перехода от системы уравнений движения к одному уравнению получаем

$$\left(L - i \frac{\omega}{\kappa}\right) \left(L - i \frac{\omega}{\nu}\right) u = - \frac{N^2 \sin^2 \alpha}{\nu \kappa} u \quad (2.28)$$

которое, в свою очередь, может быть сведено к биквадратному уравнению относительно собственных значений λ оператора второго порядка L ($Lf = \lambda^2 f$), которое совпадает с характеристическим уравнением (2.11)

$$\lambda^4 - i\omega \left(\kappa^{-1} + \nu^{-1} \right) \lambda^2 \mp \beta^2 = 0$$

Поведение решений анализ корней этого уравнения полностью совпадает с плоской геометрией, новым является только замена экспоненциальных и тригонометрических функций на цилиндрические функции Кельвина, которые сочетают в себе одновременно свойства экспонент действительного и мнимого аргумента с дополнительным степенным затуханием решений с расстоянием, вызванным особенностями цилиндрической геометрии задачи.

Выводы

При построении модели течения необходимо учитывать не только абсолютную величину того или иного физического фактора, но также и особенности геометрии пространственной области и диапазон времен, на который должен распространяться прогноз. Это особенно важно при длительной эволюции течения вклад разных факторов в уравнения движения может значительно меняться в зависимости от выбранной точки пространства и по мере эволюции течения. На простом примере формирования слоистых течений в стратифицированной среде с диффузией выделены четыре фазы развития течения, описание которых усложняется от модели вязкой однородной жидкости до модели стратифицированной жидкости с диффузией, причем диапазон применимости моделей по скалярным параметрам меняется в зависимости выбранного пространственно-временного интервала. Слабые эффекты стратификации, регулярным образом описываемые уравнениями движения, со временем меняют глобальное поведение течения и приводят к формированию тонкой структуры течения, включая сингулярные эффекты диффузии. С этой точки зрения особо выделяются стационарные модели, применимость которых для описания течений нуждается в обосновании, особенно, когда исследуются предельные переходы между смежными геометрическими задачами или моделями.

Представленные в работе разложения решения в виде временных рядов, позволили регулярным образом описать течения на существенно нестационарной фазе их эволюции. Представляет интерес распространение такого подхода ранее использованного в работе [17] в задаче формирования течения при импульсном старте горизонтального цилиндра на нестационарное движение других тел конечной формы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гран № 05-01-00154).

Литература

1. Кистовый Ю.В., Чашечкин Ю.Д. Некоторые точно решаемые задачи излучения трехмерных периодических внутренних волн // ПМТФ, 2001, Т. 42, № 1, С. 52 – 61.
42. Лайтхилл Дж. Волны в жидкостях. – М.: Мир, 1981. 600 с.

43. Теодорович Э.В., Городцов В.А. О некоторых сингулярных решениях уравнений внутренних волн // Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1980, № 7, С. 776 – 779.
44. Тернер Дж. Эффекты плавучести в жидкостях. – М.: Мир, 1977, 431 с.
45. Scase M.M., Dalziel S.B. Internal wave fields and drag generated by a translating body in a stratified fluid // J. Fluid Mech., 2004, V. 498, P. 289 – 313.
46. Sutherland B.R., Linden P.F. Internal wave excitation by a vertically oscillating elliptical cylinder // Phys. Fluids, 2002, V. 14, No 2, P.721 –731.
47. Redekopp L.G. The development of horizontal boundary layers in stratified flow. Part 2. Diffusive flow // J. Fluid Mech., 1970, V. 42, P. 513 – 525.
48. Кистович А.В., Чашечкин Ю.Д. Структура нестационарного пограничного течения на наклонной плоскости в непрерывно стратифицированной среде // ПММ, 1993, Т. 57, Вып. 4, С. 50 – 56.
49. Прандтль Л. Гидроаэромеханика. – М.: Инostr. Лит., 1949. 520 с.
50. Kerr O.S. Double-diffusive instabilities at a sloping boundary // J. Fluid Mech. 1991. V. 225. P. 333 – 354.
51. Linden P.F., Weber J.E. The formation of layers in a double diffusive system with sloping boundary // J. Fluid Mech. 1977. V. 81. № 4. P. 757 – 773.
52. Phillips O.M. On flows induced by diffusion in a stably stratified fluid // Deep-Sea Res. 1970. V. 17. P. 435 – 443.
53. Garrett C., MacCready P., Rhines P. Boundary mixing and arrested Ekman layers: rotating stratified flow near a sloping boundary // Ann. Rev. Fluid Mech. 1993. V. 25. P. 291 – 323.
54. Woods A.W. Boundary-driven mixing // J. Fluid Mech. 1991. V. 226. P. 625 – 654.
55. Standing R.G. The Rayleigh problem for a slightly diffusive density-stratified fluid // J. Fluid Mech. 1971. V. 48. # 4. P. 673 – 678.
56. Bretherton F.P. The time-dependent motion due to a cylinder moving in an unbounded rotating or stratified fluid // J. Fluid Mech., 1967, V. 28, P. 545 – 570.
57. Байдулов В.Г., Миткин В.В., Чашечкин Ю.Д. Формирование течения при начале движения горизонтального цилиндра в непрерывно стратифицированной жидкости // Известия АН. Физика атмосферы и океана. 1999. Т. 35. № 6. С. 821 – 828.
58. Байдулов В.Г., Матюшин П.В., Чашечкин Ю.Д. Структура течения, индуцированного диффузией, около сферы в непрерывно стратифицированной жидкости // Доклады АН. 2005. Т. 401. № 5. С. 613 – 618.
59. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. – М.: Наука. ГРФМЛ. 1969. 742 с.
60. Бейтмен Г., Эрдейи А. Таблицы интегральных преобразований. Т. I. Преобразования Фурье, Лапласа, Меллина. – М.: Наука, 1969, 344 с.
61. Дёч Г. Руководство к практическому применению преобразования Лапласа и Z-преобразования. – М.: Наука, 1971. 288 с.
62. Абрамовиц М., Стиган И. Справочник по специальным функциям. – М.: Наука. 1979. 830 с.
63. Кистович А.В., Чашечкин Ю.Д. Диссипативно-гравитационные волны в докритических режимах многокомпонентной конвекции // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана, 2001, Т. 37, № 4, С. 513 – 519.

64. Ерманюк Е.В., Гаврилов Н.В. О колебаниях цилиндров в линейно стратифицированной жидкости // ПМТФ. 2002. Т. 43, № 4. С. 15 – 26.
65. Стурова И.В. Задачи радиации и дифракции для кругового цилиндра в стратифицированной жидкости // Изв. РАН, МЖГ, 1999, № 4, С. 81 – 94.
66. Flynn M.R., Onu K., Sutherland B.R. Internal wave excitation by a vertically oscillating sphere // J. Fluid Mech., 2003.
67. Hurley D.G., Hood M.J. The generation of internal waves by vibrating elliptic cylinders. Part 3. Angular oscillations and comparison of theory with recent experimental observation // J. Fluid Mech. 2001. V. 433. P. 61 – 75.
68. Sutherland B.R., Linden P.F. Internal wave excitation by a vertically oscillating elliptic cylinder // Physics of Fluids. 2002. V. 14, No. 2. P. 721–739.
69. Васильева В.В., Писаревская Л.Г., Шишкина О.Д. Генерация внутренних волн дрейфующим айсбергом // Изв. РАН. ФАО. 1995. Т. 31. № 6. С. 842 – 851.
70. Nicolau D., Liu R., Stevenson T. N. The evolution of thermocline waves from an oscillatory disturbance // J. Fluid Mech. 1993. V. 254. P. 401 – 416.

ЛАЗЕРНАЯ ФЛУОРИМЕТРИЯ БЕЛКОВ

Банишев А.А., Загидуллин В.Э., Пашенко В.З., Ширшин Е.А., Фадеев В.В.

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

1. Введение

Известно, что многие белки обладают ультрафиолетовой флуоресценцией, которая обусловлена наличием в них остатков триптофана, тирозина и фенилаланина (ароматические аминокислотные остатки) [1]. Поскольку флуоресцентные параметры ароматических аминокислот (флуорофоров) отражают их взаимодействие с окружением, они могут быть использованы как источники информации о свойствах белковых молекул.

До сравнительно недавнего времени под флуоресценцией белков понимали только эту, ультрафиолетовую флуоресценцию. В 1961 году были обнаружены белки, флуоресцирующие в видимой области спектра и получившие название “флуоресцентных белков” (ФБ) [2,4]. ФБ все шире используются в качестве внутриклеточных маркеров, позволяющих исследовать процессы, происходящие в живых клетках и организмах [2,4], что ранее было практически невозможно. Отличительным свойством белков этого семейства является наличие хромофора – фрагмента белковой цепи, отвечающего за поглощение и флуоресценцию в видимом диапазоне. На данный момент известно более 200 различных флуоресцентных белков; активно ведутся работы по получению новых белков с улучшенными свойствами – с различной окраской, большими значениями квантового выхода, коэффициента экстинкции и т.д. Особый интерес представляют белки, способные флуоресцировать в красной области спектра [5,6], т.к. смещение спектра в более

длинноволновую область уменьшает проблемы детектирования/наблюдения, связанные с существованием фоновой флуоресценции биологических тканей.

Присутствие (как правило) во флуоресцентных белках, помимо видимого флуорофора, и ароматических аминокислотных остатков вызвало новый всплеск интереса к изучению флуоресценции триптофана (а так же тирозина и фенилаланина), поскольку, во-первых, возможно одновременное использование как УФ так и видимой флуоресценции, а во-вторых, вполне возможно протекание в молекуле белка сложных фотофизических процессов с взаимодействием обоих флуорофоров – УФ (ароматический аминокислотный остаток) и хромофора/флуорофора, поглощающего и флуоресцирующего в видимой области спектра.

Использование флуоресцентных белков в качестве сигнала от белков-маркеров требует всестороннего исследования взаимосвязи характеристик флуоресценции с характеристиками окружающей среды, т.е. со структурой и свойствами молекулы белка, в которой находится флуорофор. Еще большего объема информации следует ждать от использования фотофизических параметров, которые могут быть определены, в первую очередь, методами лазерной флуориметрии [9,10]. Полный цикл таких исследований должен включать в себе определение характеристик спектров флуоресценции, молекулярных фотофизических параметров и их зависимостей от свойств окружающей флуорофоры среды для следующих объектов: растворов триптофана (тирозина, фенилаланина) в различных средах, прежде всего воде; триптофана в молекулах белков, содержащих один, два, и более ароматических аминокислотных остатков; флуоресцентных белков. В данной статье приводятся результаты исследования методами лазерной флуориметрии первого (раствор триптофана в воде) и последнего (один из флуоресцентных белков) из перечисленных выше объектов.

Основное внимание было уделено физическому аспекту работы – выявлению возможностей использованных методических подходов при изучении белков. Биологический (точнее, биотехнологический) аспект был подробно рассмотрен в работах [11,12]. Фотофизические параметры флуорофоров определялись методом наносекундной лазерной флуориметрии, основанном на одновременном (на одном лазерном спектрометре) измерении кривых кинетики и насыщения флуоресценции. Как показано в работах [9,10,13], этот метод позволяет определять (путем обработки указанных зависимостей) совокупность фотофизических параметров, для измерения которых в классической спектроскопии необходимо использовать несколько методов и соответствующих им приборов. Метод нелинейной флуориметрии [9] позволяет, в частности, определять сечение поглощения флуорофора в отсутствии информации о его концентрации и в условиях, когда на его полосу поглощения накладываются полосы поглощения других хромофоров. Последнее важно при исследовании сложных природных органических соединений, в частности, белков, как это было убедительно продемонстрировано в работе [11].

2. Определение фотофизических параметров молекул триптофана

Из трех указанных выше флуоресцирующих аминокислот наибольший интерес представляет изучение природы флуоресценции молекул триптофана, поскольку именно триптофановая флуоресценция доминирует в так называемой собственной флуоресценции белков [1]. Хотя изучению флуоресценции триптофана в растворах и в белках посвящено много работ (их обзор представлен в [1]), задачу

установления природы полосы флуоресценции этой аминокислоты пока нельзя считать решенной до конца. Определение всей совокупности фотофизических параметров молекулы триптофана и их зависимостей от факторов окружающей среды представляется перспективным подходом в развитии метода флуоресцентной диагностики белков.

2.1 Объект

В работе использовался водный (mQ, "MilliPor" (США)) раствор L-триптофана (Ajinomoto). Рабочие концентрации: 1.3×10^{-4} М (спектрофотометрические измерения), 2×10^{-9} М (измерение спектров флуоресценции, нелинейная флуориметрия). Все эксперименты проводили при температуре 25 ± 1 °С.

При возбуждении молекулы триптофана УФ излучением возможно протекание ряда фотофизических процессов и фотохимических реакций из возбужденного состояния. Изучению фотофизических характеристик молекул триптофана посвящено много работ, однако, вклады различных механизмов фотопревращения до конца не установлены. Приведенные в литературе значения фотофизических параметров, отражающих эти процессы, значительно различаются [14-22] (см. таблица 1, третий столбец).

Таблица 1. Сравнение полученных значений фотофизических параметров со значениями, приведенными в литературе и измеренными другими методами.

параметр	Значения	
	Наши измерения	литература
τ_3 , нс	2.8 ± 1	3.32 (вес 0.57), 0.43 [22] 3.13 (вес 0.93), 0.53 [14]
σ , 10^{-17} см ² Нелинейная флуориметрия	1.6 ± 0.3	
σ , 10^{-17} см ² Фотометрия	1.7	1.9 [35]
$\eta_T + \eta_i$	0.17 ± 0.5	$\eta_T = 0.08$ [18]; $\eta_T = 0.12$ [14]; $\eta_i = 0.25$ [15]; $\eta_i = 0.08$ [14, 16, 18]; $\eta_i = 0.21$ [17];
$K_{32} + K_{3i}$, 10^7 с ⁻¹	6 ± 2	
$(\sigma_{3i} + \sigma_{ph})$, 10^{-18} см ²	2.2 ± 0.7	

Можно выделить следующие механизмы дезактивации первого возбужденного синглетного состояния, которые оказывают влияние на формирования флуоресцентного отклика слабоконцентрированного раствора триптофана при возбуждении наносекундными импульсами лазерного излучения:

- излучательный и безизлучательный переход в основное состояние;
- синглет-триплетная конверсия;

в) одноступенчатая фотоионизация, протекающая спонтанно из возбужденного состояния;

г) двухступенчатая фотоионизация, протекающая после поглощения фотона молекулой, находящейся в синглетном возбужденном состоянии; процесс подробно нигде не рассмотрен, лишь указано, что он существует и, что продукты ионизации аналогичны образуемым по одноступенчатому механизму [14-17]; процесс ионизации носит обратимый характер с временами релаксации от микро- до миллисекунд [15].

д) образование невосстанавливаемого фотопродукта; о существовании подобного необратимого механизма указано в работе [14], однако, аналогично процессу г), он нигде количественно не охарактеризован; по всей видимости, данный процесс имеет двухквантовую схему, так как зависимость скорости образования фотопродукта от интенсивности, при ее малых значениях, имеет характер близкий к квадратичному (рис. 1а вставка), спектрально образование фотопродукта выражается в постепенном падении (по мере облучения УФ светом) интенсивности флуоресценции и оптической плотности (как первой, так и второй полосы синглетного поглощения образца), рис. 1.

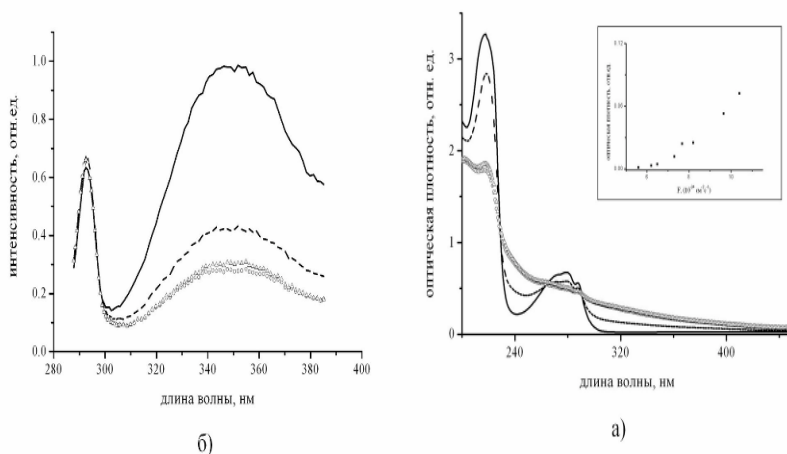


Рис. 1. Необратимое изменение спектров поглощения (а) и флуоресценции (б) раствора триптофана по мере облучения УФ светом. Сплошная линия – перед облучением, пунктир - через 15мин облучения, круги – через 30 мин облучения, треугольники – через 6 часов после окончания 30-минутного облучения. Величина плотности потока фотонов $F = 10^{25} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Вставка в (а) – зависимость изменения оптической плотности (на длине волны 278 нм) водного раствора триптофана, вследствие образования фотопродукта, от плотности потока фотонов возбуждающего излучения; время облучения 30 мин.

Малая изученность двухступенчатых процессов г) и д) связана с тем, что в случае двухквантовой реакции экспериментальное определение квантового выхода йонов и фотопродукта вызывает большую сложность, поскольку для этого

необходимо знать концентрацию возбужденных молекул, поглощающих второй квант света, а так же их коэффициент экстинкции на длине волны возбуждения. Таким образом, процессы г) и д) сложно охарактеризовать количественно (на молекулярном уровне) в рамках традиционных классических подходов. В большинстве работ (например, по флеш-фотолизу [15-18]) авторы намеренно подбирают энергетические параметры установки таким образом, чтобы свести к минимуму вклады двухступенчатых процессов (специальным пунктом оговорив этот момент) в определяемые количественные характеристики. При определении же традиционно принимаемых во внимание молекулярных фотофизических параметров методом нелинейной флуориметрии, в случае использования возбуждающего излучения с высокой интенсивностью, реакции типа г) и д) могут вносить заметный вклад в формирование флуоресцентного отклика, поэтому их неучет может привести к ошибкам в определении значений остальных параметров. Более того, учет этих процессов в методе нелинейной флуориметрии позволяет получить их количественные параметры.

2.2 Аппаратура и методы

Используемый в работе лазерный флуориметр описан в [13,23]. Источником излучения являлся импульсный (частота следования импульсов 10 Гц) ИАГ:Nd – лазер с длиной волны излучения 266 нм (4-ая гармоника основной длины волны излучения лазера – 1064 нм), максимальная энергия в импульсе составляла 0.7 мДж, длительность импульса 10 нс. В качестве приемника излучения использовался оптический многоканальный анализатор (ОМА), который состоит из полихроматора и многоканальной камеры (фирма “ДельтаТех”, Научный парк МГУ), позволяющей получать двумерную картину оптического изображения в плоскости выходной щели полихроматора. Камера состыковывалась с компьютером, программное обеспечение которого позволяет осуществлять работу как в непрерывном (при реализации нелинейной флуориметрии), так и в стробируемом (при реализации кинетической флуориметрии) режимах, длительность строба 10 нс, шаг изменения времени задержки 2.5 нс. Интенсивность флуоресценции измерялась при изменении плотности потока фотонов лазерного излучения (F) в диапазоне от 2×10^{24} до $5 \times 10^{25} \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-2}$. Сигнал при фиксированном значении плотности потока фотонов (и фиксированной задержки в случае кинетических измерений [23]) получался в результате усреднения по 100 импульсам. При исследовании динамики образования фотопродукта, методами абсорбционной и флуоресцентной спектроскопии использовался раствор препарата объемом 3 мл. При реализации нелинейной и кинетической флуориметрии для исключения процесса накопления фотопродукта применялась система прокачки. Измерение спектров поглощения производилось на спектрофотометре PerkinElmer Lambda 25 (“PerkinElmer Inc”).

Методы нелинейной и кинетической флуориметрии сложных органических соединений (СОС) в современных версиях подробно изложены в работах [9,10,13]. В данной статье отметим лишь основные моменты и сделаем дополнение, с учетом специфики объекта – слабokonцентрированный триптофан в водном растворе.

Модель формирования флуоресцентного отклика, используемая в методах нелинейной и кинетической флуориметрии и учитывающая указанные в п. 2.1

процессы, математически описывается следующей системой кинетических уравнений для населенностей энергетических состояний молекулы СОС:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial n_3(t, \vec{r})}{\partial t} = F(t, \vec{r})\sigma \cdot n_1(t, \vec{r}) - \frac{n_3(t, \vec{r})}{\tau_{31}} - (K_{32} + K_{3i})n_3(t, \vec{r}) - F(t, \vec{r})(\sigma_{3i} + \sigma_{ph})n_3(t, \vec{r}) \\ \frac{\partial n_2(t, \vec{r})}{\partial t} = K_{32}n_3(t, \vec{r}) \\ \frac{\partial n_1(t, \vec{r})}{\partial t} = K_{3i}n_3(t, \vec{r}) + F(t, \vec{r})\sigma_{3i}n_3(t, \vec{r}) \\ \frac{\partial n_{ph}(t, \vec{r})}{\partial t} = F(t, \vec{r})\sigma_{ph}n_3(t, \vec{r}) \\ n_0 = n_1 + n_2 + n_3 + n_i + n_{ph} \end{array} \right. \quad (1)$$

где n_0 – сумма полной концентрации исходных молекул СОС и их фотопродуктов; n_3 , n_2 и n_1 – концентрация молекул, находящихся в первом возбужденном синглетном - S_1 (уровень 3), в первом возбужденном триплетном - T_1 (уровень 2) и в основном - S_0 (уровень 1) состояниях соответственно; n_i и n_{ph} – концентрация обратимо фотоионизированных и необратимо фотодеградированных молекул соответственно; $F(t, \vec{r})$ – плотность потока фотонов возбуждающего излучения в момент времени t в точке с координатой $\vec{r} = \{x, y\}$ в плоскости, перпендикулярной направлению оси лазерного пучка (зависимостью параметров от координаты z вдоль направления пучка пренебрегаем, т.е. используем приближение оптически тонкого слоя); σ – сечение поглощения флуорофора; $\tau_{31} = 1/(K_{31} + K'_{31})$, здесь K_{31} , K'_{31} – скорости излучательного и безызлучательного переходов из возбужденного синглетного состояния S_1 в основное состояние S_0 (уровень 1); K_{32} – константа скорости синглет-триплетной конверсии; K_{3i} – константа скорости фотоионизации из состояния S_1 . σ_{3i} и σ_{ph} – сечения ионизации и фотодеградации молекул при поглощении возбуждения из состояния S_1 . Полное время жизни молекулы в состоянии S_1 (время затухания флуоресценции) в данной модели определяется выражением

$$\tau_{31}^{-1} \equiv K_3 = \tau_{31}^{-1} + K_{32} + K_{3i} + F \cdot (\sigma_{3i} + \sigma_{ph}), \quad (2)$$

которое при низких значениях интенсивности (таких, что можно пренебречь поглощением излучения молекулами в состоянии S_1) переходит в

$$\tau_{31}^{-1} \equiv K_3 = \tau_{31}^{-1} + K_{32} + K_{3i}, \quad (3)$$

Время перехода T_1-S_0 (K_{21}^{-1}) и время рекомбинации йонов могут лежать в микро- и миллисекундном диапазонах, что значительно больше длительности лазерного импульса, но меньше времени между импульсами (0.1 с), это позволяет не учитывать эти процессы в системе (1) [14-17,20].

Зная закон изменения концентрации молекул $n_3(t, r)$, можно рассчитать число фотонов флуоресценции N_{F1} , испущенных в результате воздействия лазерного импульса. Для осесимметричного пучка:

$$N_{F1} = K_{31} \cdot l \times \int_0^{\infty} 2\pi r \cdot dr \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} n_3(t, r) \cdot dt \quad (4)$$

где l – толщина слоя среды, из которого регистрируется флуоресценция.

При небольших значениях плотности потока фотонов F (интенсивности) возбуждающего излучения, зависимость числа испущенных фотонов флуоресцен-

ции от F является линейной (т.е. $N_{\text{Fl}} \sim F$), однако при увеличении интенсивности падающего излучения она начинает отклоняться от линейной - происходит насыщение флуоресценции (для большинства органических соединений насыщение начинает проявляться при $F > 10^{23} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$). В рассматриваемой модели насыщение флуоресценции обусловлено конечным временем возврата флуоресцирующих молекул из возбужденного состояния S_1 в основное, синглет-триплетной конверсией, механизмами фотоионизации и образованием фотопродукта.

Метод нелинейной флуориметрии состоит в определении (путем решения обратной задачи) молекулярных фотофизических параметров органических соединений из вида зависимости $N_{\text{Fl}}(F)$, называемой кривой насыщения. При экспериментальной реализации метода удобно число регистрируемых квантов флуоресценции N_{Fl} нормировать на реперный сигнал N_{Rep} , в качестве которого можно использовать сигнал комбинационного рассеяния (КР) молекулами воды (или другого растворителя), и оперировать не зависимостью $N_{\text{Fl}}(F)$, а зависимостью $[\Phi(F)]^{-1} = N_{\text{Rep}}/N_{\text{Fl}}$, величина $\Phi(F)$ называется флуоресцентным параметром.

В принципе, из кривой насыщения флуоресценции могут быть определены все фотофизические параметры, фигурирующие в модели (1). Однако, практическая устойчивость решения соответствующей обратной задачи позволяет в настоящее время определить не более трех параметров [11-12]. Поэтому одновременно с измерением кривой насыщения, на том же лазерном спектрометре, снималась кривая кинетики флуоресценции, представляющая собой зависимость числа фотонов флуоресценции в стробе приемника (шириной t_g) от времени задержки строба относительно лазерного импульса t_{del} : $N_{\text{Fl}}(t_{\text{del}})$. За нулевую задержку принималось такое положение строба, при котором его центр совпадал с максимумом лазерного импульса, что экспериментально регистрировалось по достижению сигнала КР воды своего максимального значения [23].

При определении значения параметра τ_3 из кинетики флуоресценции и при решении обратной задачи нелинейной флуориметрии мы использовали вариационный алгоритм [24], в котором путем вариации параметров минимизировалась невязка между экспериментальными кривыми и зависимостями, рассчитанными по модели (1).

Определенное из кинетической кривой $N_{\text{Fl}}(t_{\text{del}})$, снятой при низких значениях интенсивности лазерного импульса ($F < 10^{23} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$), время жизни τ_3 (см. (3)) являлось фиксированным параметром в модели, описывающей кривую насыщения. Указанная процедура (т.е. совместное использование кинетической и нелинейной флуориметрии) позволяет с достаточной практической устойчивостью решать четырехпараметрическую обратную задачу. Однако, как видно из равенства (2), в рамках кинетической флуориметрии возможно определение и двух параметров: $\alpha \equiv \tau_3^{-1} = \tau_{31}^{-1} + K_{32} + K_{3i}$ и $\beta \equiv (\sigma_{3i} + \sigma_{\text{ph}})$, если снять несколько (минимум две) кинетических кривых при разных значениях F . Путем дальнейшего усложнения процедуры измерений, основанной на совместном применении нелинейной и кинетической флуориметрии, можно решать обратные задачи еще большей размерности [13].

2.3 Результаты и обсуждения

В работах [19,22,25], показано, что при возбуждении пикосекундными лазерными импульсами кинетика затухания флуоресценции триптофана в водном

растворе имеет двухэкспоненциальный характер: выявлены долгоживущая компонента (~ 3 нс), вклад которой является доминирующим (85-95 %), и короткоживущая (~ 0.5 нс). Пока нет убедительного объяснения механизмов формирования флуоресцентного отклика триптофана, которые могли бы привести к немоноэкспоненциальному затуханию флуоресценции. Поэтому, а также с учетом наносекундной длительности возбуждающего импульса и при наносекундной аппаратной функции приемника, для решения обратной задачи кинетической флуориметрии мы использовали модель с одним значением времени жизни возбужденного состояния $\tau_3 = (\tau_{31}^{-1} + K_{32} + K_{3i})^{-1}$

На рис 2 приведена одна из полученных нами кинетических кривых. Обработка таких кривых вариационным методом дала значение $\tau_3 = 2.8 \pm 1$ нс.

На рис 3 приведена одна из полученных кривых насыщения флуоресценции. Решение трехпараметрической обратной задачи при фиксированном значении параметра $\tau_3 = 2.8$ нс дало следующие значения остальных параметров модели:

$$\sigma = (1.6 \pm 0.3) \times 10^{-17} \text{ см}^2; \quad \sigma_{3i} + \sigma_{ph} = (2.2 \pm 0.7) \times 10^{-18} \text{ см}^2;$$

$$K_{32} + K_{3i} = (6 \pm 2) \times 10^7 \text{ с}^{-1},$$

чему соответствует сумма квантовых выходов в триплет и ионизации $(\eta_T + \eta_i) = 0.17 \pm 0.5$

Параметр $\beta \equiv (\sigma_{3i} + \sigma_{ph})$ определялся также и из кинетических измерений. Для этого были сняты две кинетические кривые при низком и высоком значении F . При $F = 10^{23} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ восстановленное время оказалось равным $\tau_3 = 2.8 \pm 1$ нс, а при $F = 10^{26} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ $\tau_3 = 2 \pm 1$ нс. Далее, используя (2), определили $\sigma_{3i} + \sigma_{ph} = (1.2 \pm 0.4) \times 10^{-18} \text{ см}^2$, что близко к значению, полученному из кривой насыщения. Поскольку влияние интэркомбинационной конверсии (скорость K_{32}) и фотоионизации (скорость K_{3i}) как на кривую кинетики, так и на кривую насыщения флуоресценции неразличимы, то в рамках использованного нами метода мы можем определить лишь сумму скоростей этих процессов. Аналогичная ситуация имеет место и для сечений процессов обратимой ионизации (σ_{3i}) и образования стабильного фотопродукта (σ_{ph}). Для отдельного определения упомянутых параметров необходимо дополнить использованный нами метод классическими – импульсным фотолизом и методом кинетической спектродетекции.

В таблице 1 приводится сравнение полученных значений с приведенными в литературе. Для оценки последствий неучета двухступенчатых процессов, экспериментальные кривые насыщения аппроксимировались численно рассчитанными по модели (1), в которой $\sigma_{3i} = \sigma_{ph} = 0$. В результате значения определенных параметров σ и $(K_{32} + K_{3i})$, при которых невязка достигала минимума оказались равными $\sigma = 1.9 \times 10^{-17} \text{ см}^2$ и $(K_{32} + K_{3i}) = 7 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$ (т.е. на 17% отличается от значений полученных для модели (1) с $\sigma_{3i} + \sigma_{ph} \neq 0$). Сама минимальная невязка возросла в 1.2 раза, что свидетельствует о том, что модель, учитывающая двухквантовые процессы, более адекватна реальной ситуации формирования флуоресцентного отклика молекул триптофана при импульсном лазерном возбуждении с использованными параметрами импульсов.

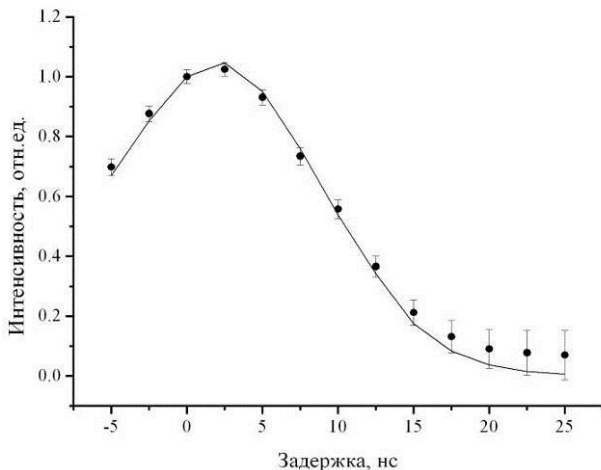


Рис. 2. Кинетическая кривая флуоресценции триптофана при возбуждении 10-ти наносекундным лазерным импульсом с плотностью потока фотонов $F=10^{23} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$; точки – экспериментальные данные, сплошная линия – теоретическая кривая.

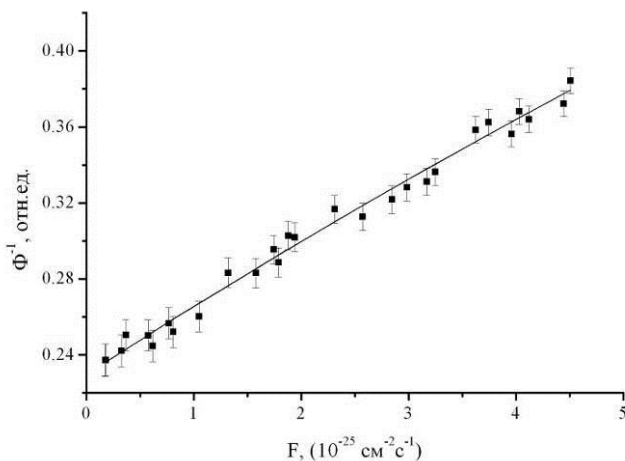


Рис.3. Кривая насыщения флуоресценции триптофана. Φ – флуоресцентный параметр (см. текст), F – плотность потока фотонов возбуждающего лазерного излучения. Квадраты - экспериментальные данные, сплошная линия - теоретическая кривая, рассчитанная по (1)-(4) для $\tau_3 = 2.8 \text{ нс}$, $\sigma = 1,6 \times 10^{-17} \text{ см}^2$, $\sigma_{31} + \sigma_{ph} = 2,2 \times 10^{-18} \text{ см}^2$, $K_{32} + K_{31} = 6 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$.

3. Определение фотофизических параметров и концентраций хромофоров во флуоресцентном белке.

Большие перспективы использования ФБ в качестве флуоресцентного маркера/индикатора процессов в живых организмах стимулирует усилия по созданию (методом биоинженерии) все новых ФБ с улучшенными свойствами. Для оптимизации этого процесса необходимы методика и средства экспресс-контроля изменений фотофизических параметров флуорофоров в белке, происходящих в результате направленных мутаций. Хромофор флуоресцентных белков образуется в результате созревания белка - в ходе посттрансляционной автокаталитической реакции с участием молекулярного кислорода и без участия каких-либо прочих кофакторов или ферментов. Процесс созревания проходит в несколько стадий [26-28], и, помимо конечного продукта реакции (полностью созревшего белка), образуются промежуточные интермедиаты (в т.ч. поглощающие, но не флуоресцирующие [7]). *A priori*, препарат флуоресцентного белка может представлять собой смесь различных посттрансляционных форм белка и, в общем случае, не корректно определять оптические характеристики флуоресцентного белка (квантовый выход, сечения поглощения и возбуждения флуоресценции и др.) на основе интегральных характеристик препарата.

Традиционные методы определения индивидуальных оптических характеристик молекул (классическая флуориметрия, спектрофотометрия и т.д.) не способны учесть существование различных форм белка в растворе и поэтому не применимы для объектов такого рода. Указанное ограничение преодолевается использованием методов лазерной флуориметрии, таких как нелинейная и кинетическая флуориметрии. Совместное применение классических и лазерных методов позволяет определять индивидуальные оптические характеристики различных форм флуоресцентных белков и соотношения концентрации этих форм, т.е. дает наиболее полную картину спектральных и фотофизических свойств белковых молекул.

В данной работе определены соотношения концентраций посттрансляционных флуоресцентных форм и индивидуальные оптические характеристики красного флуоресцентного белка mRFP1. Для этого наряду с классической спектроскопией использовался метод нелинейной флуориметрии [9,10,13].

3.1 Объект

Первый красный флуоресцентный белок был выделен в 1999 году из кораллов рода *Discosoma*, и назван DsRed [5]. Данный белок обладает флуоресценцией в красной области спектра – максимум при 583 нм, и тем самым отличался от других известных в то время флуоресцентных белков (самый длинноволновый из которых обладал флуоресценцией в зеленой области – максимум при 529 нм [3]). Молекула белка представляет собой тетрамер, т.е. состоит из четырех близко расположенных мономерных субъединиц (называемых β -бочонком), и характеризуется сложной и медленной кинетикой созревания (стабильная “красная” флуоресценция появляется спустя несколько дней синтеза белка) [26,27]. Сам хромофор белка образуется в результате автокаталитической циклизации аминокислотных остатков: глутамина-66, тирозина-67 и глицина-68 [5]. Формирование каждого хромофора проходит через промежуточную стадию образования зеленого интермедиата - зеленая форма хромофора, при этом часть из них прекращает свое развитие на этой “зеленой” стадии. Таким образом, молекулы DsRed содержат как созревший (красный), так и незревший (зеленый) хромофоры [6,28].

Несмотря на уникальные свойства, DsRed имеет ряд недостатков, которые ограничивают его использование в качестве внутримолекулярного маркера. Во-

первых, внутри отдельного тетрамера имеет место индуктивно-резонансный перенос энергии (FRET) между зеленой и красной формами белка, что осложняет его использование в качестве FRET-партнера для других флуоресцентных белков. Вторых, как было сказано, белок имеет большое время созревания, что не позволяет наблюдать быстрые процессы, происходящие в клетке на начальных этапах созревания белка. В-третьих, помимо тетрамеризации [29,30] белок проявляет склонность к образованию агрегатов с большой молекулярной массой [29], что оказывает токсичное действие на клетку.

Для преодоления указанных недостатков в 2002 году, в результате мутагенеза гена белка DsRed (в общей сложности было произведено 33 мутации), был синтезирован мономерный аналог белка DsRed – mRFP1 (monomeric red fluorescent protein), не образующий агрегатов во всем диапазоне концентраций и характеризующийся быстрой кинетикой созревания (<1 часа) [7]. Спектрально полученный белок характеризуется смещением флуоресценции в более длинноволновую область – максимум при 607 нм. Синтезированный белок имеет существенный недостаток, унаследованный им от DsRed: созревание белка, так же проходит через промежуточную стадию образования зеленого интермедиата и так же, как у DsRed, часть молекул останавливается в своем развитии на этой промежуточной стадии. Таким образом, препарат флуоресцентного белка mRFP1 представляет собой смесь двух посттрансляционных форм белка – созревшей (красной) и промежуточной (зеленой). Существование двух форм белка в растворе можно наблюдать в спектре поглощения, пик при 584 нм соответствует красной форме, а пик при 503 нм – зеленой (рис. 4) На рис. 4 так же представлен спектр возбуждения флуоресценции, из которого видно, что из двух форм белка флуоресценцией обладает только красная. Наличие нефлуоресцирующей зеленой формы является нежелательным фактором, т.к. делает часть промаркированной белком внутриклеточной популяции “невидимой” для наблюдения (для биологических целей идеальным был бы белок, в котором все молекулы обладают красной флуоресценцией). Указанная проблема стимулирует поиск новых мутантных белков на основе мономерного красного флуоресцентного белка mRFP1, в которых содержание красной формы белка было бы максимально. Отметим, что качественно присутствие двух форм белка можно наблюдать, например, по спектру поглощения (пики в зеленой и красной областях спектра), однако количественное определение соотношения концентраций этих двух форм и, более того, определение индивидуальных оптических характеристик этих форм невозможно в рамках только классических методов. Например, для определения коэффициента экстинкции красной формы из спектра поглощения необходима информация о концентрации этой формы в растворе, однако стандартные биохимические методы (например, методы Бредфорд или Лоури [31,32]) позволяют определять только общую концентрацию молекул белка в растворе, но не отдельной формы.

Объектом исследований в данной работе был ФБ mRFP1. Методика наработки и очистки белка описана в [11]. Рабочие концентрации: при спектральных исследованиях и определении времени затухания флуоресценции - 10^{-6} М; при определении квантового выхода флуоресценции методом внутреннего репера: mRFP1 – $4.8 \cdot 10^{-10}$ М.

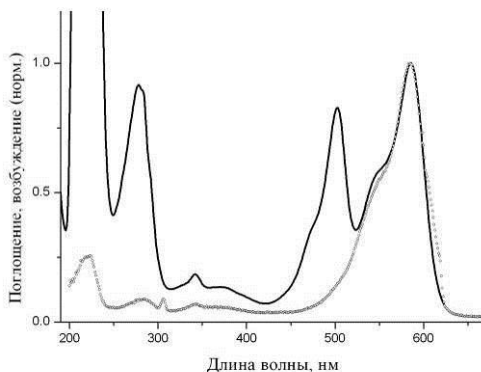


Рис.4. Спектры поглощения (сплошная линия) и возбуждения (круги) белка mRFP1, в буферном растворе, концентрация 10^{-6} М; отношение шум/сигнал, для полученных спектров <1%.

3.2 Аппаратура и методы

В исследовании ФБ mRFP1 использовались два лазерных спектрометра – наносекундный (близкий по характеристикам к спектрометру, описанному в разделе 2.2) – для снятия кривых насыщения флуоресценции и пикосекундный. Определение времени жизни флуоресценции производили на пикосекундном лазерном флуориметре на основе YAG:Nd лазера со следующими характеристиками: длина волны возбуждения – 532 нм, длительность импульса 20 пс, ширина пучка 5 мм, энергия излучения в импульсе 160 мкДж. В качестве приемника использовали стрик-камеру Агат СФ 3М (ВНИИОФИ, Россия). Ошибка в определении времени жизни флуоресценции на описанном флуориметре не превышает 5 %. Также, на стандартном ламповом спектрофотометре HITACHI -557 (“HITACHI”, Tokyo, Japan) измерялись оптические плотности образцов на выбранных длинах волн, а на ламповом спектрофлуориметре HITACHI-850 (“HITACHI”, Tokyo, Japan) спектры флуоресценции при возбуждении на длинах волн, отличных от длины волны лазерного излучения (532 нм).

Таким образом, использовался комплексный метод, включающий в себя как классические измерения, так и лазерные. Этот метод позволил определить: квантовый выход флуоресценции флуорофора; значение сечения поглощения флуорофора и зеленого хромофора на выбранных длинах волн; соотношение концентраций хромофора и флуорофора, а при известной общей концентрации молекул белка – и сами эти концентрации.

Достаточно точным и удобным методом измерения квантового выхода является метод внутреннего репера (впервые описан в работе [33]), в качестве которого использована полоса комбинационного рассеяния (КР) молекул воды. Для реализации этого метода необходимо измерение полного спектра вторичного из-

лучения, в котором присутствует как полоса флуоресценции исследуемого вещества, так и полоса КР воды; для этого используют раствор вещества низкой концентрации, при которой обе полосы сравнимы по интенсивности. Тогда величина квантового выхода определяется из выражения (5):

$$\Phi_0 = \frac{\sigma n_0 \eta}{4\pi \frac{d\sigma_{RS}^{\theta}}{d\Omega} n_{H_2O}} \quad (5)$$

где $\Phi_0 = N_{Fl}/N_{RS}$, N_{Fl} – интегральный по спектру сигнал флуоресценции, N_{RS} – интегральный сигнал комбинационного рассеяния, которые в эксперименте определяются как площади под контурами полос флуоресценции объекта и КР воды соответственно (рис. 5); σ , η , n_0 – сечение поглощения, квантовый выход флуоресценции и концентрация молекул флуоресцирующего соединения (хромофоров) соответственно; $d\sigma_{RS}^{\theta}/d\Omega$ – дифференциальное сечение КР воды (по телесному углу) при угле рассеяния θ (при возбуждении излучением с длиной волны 532 нм $d\sigma_{RS}^{90}/d\Omega = 0,53 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$) [34]; $n_{H_2O} = 3,3 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ – концентрация молекул воды. Отметим, что величина N_{Fl} (а следовательно и параметр Φ_0) измеряется в отсутствие насыщения по интенсивности возбуждающего излучения, которое для большинства органических соединений наступает при $F > 10^{22} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Таким образом, для определения квантового выхода флуоресценции по формуле (5) необходимо определить Φ_0 и произведение σn_0 . Последнее можно определить, измерив оптическую плотность $2,3D = \sigma n_0 l$ (l – толщина кюветы), обусловленную только поглощением хромофора флуоресцирующей формы белка.

Используя совместно метод нелинейной флуориметрии и классические методы, можно определить соотношение флуоресцирующих хромофоров (флуорофоров) и нефлуоресцирующих хромофоров (зеленная форма) красных флуоресцентных белков в растворе. Действительно, при выполнении указанных ниже предположений можно записать следующую систему уравнений:

$$\begin{cases} \frac{\Phi_0(\lambda_{ex} = 570)}{\Phi_0(\lambda_{ex} = 532)} \cdot \frac{\sigma_{RS}^{(570)}}{\sigma_{RS}^{(532)}} = \frac{\sigma_{red}^{(570)}}{\sigma_{red}^{(532)}} \\ n_{red} \sigma_{red}^{(570)} = 2,3D^{(570)} l^{-1} \\ n_{green} \sigma_{green}^{(532)} + n_{red} \sigma_{red}^{(532)} = 2,3D^{(532)} l^{-1} \\ n_{red} + n_{green} = n_0 \end{cases} \quad (6)$$

где n_{red} , n_{green} – концентрации красной и зеленой форм белка в растворе (в см^{-3}); индексы 532, 570 и red, green – обозначают значения длины волны возбуждающего излучения и формы белка, соответственно; l – толщина слоя раствора при абсорбционных измерениях; полагаем, что квантовый выход η не зависит от длины волны возбуждения.

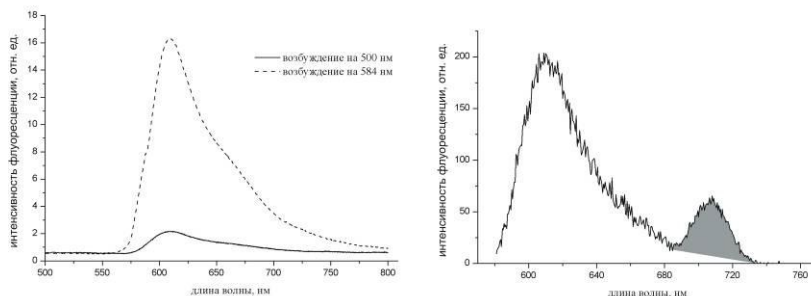


Рис.5. Спектры флуоресценции растворов белка mRFP1: Слева – концентрация белка $1,2 \cdot 10^{-6}$ М, длина волны возбуждения 500 нм и 584 нм; отношение шум/сигнал, для полученных спектров $<1\%$. Справа – концентрация белка $4,8 \cdot 10^{-10}$ М, длина волны возбуждения 570 нм; полосы: с максимумом на $\lambda=607$ нм – флуоресценция белка, с максимумом на $\lambda=709$ нм (заштрихована) – КР воды; отношение шум/сигнал $\sim 5\%$. Спектры получены при разных коэффициентах усиления.

Значение длины волны возбуждения 570 нм было выбрано так, чтобы оптическая плотность D , измеренная на спектрофотометре, определялась поглощением только флуоресцирующей красной формой белка, т.е. чтобы $D=D_{\text{red}}$ для всех образцов.

Первое равенство в (6) является следствием равенства квантового выхода при $\lambda_{\text{ex}}=532$ нм и $\lambda_{\text{ex}}=570$ нм, записанного через флуоресцентный параметр Φ_0 [33]. Из этого равенства по измеренным значениям отношения $\Phi_0(\lambda_{\text{ex}}=570)/\Phi_0(\lambda_{\text{ex}}=532)$ и сечения $\sigma_{\text{red}}(532)$, а также с учетом, что $\sigma_{\text{RS}}(570)/\sigma_{\text{RS}}(532) = (\lambda_{\text{RS}}^{(570)}/\lambda_{\text{RS}}^{(532)})^{-4}$, определили значение сечения $\sigma_{\text{red}}(570)$ ($\lambda_{\text{RS}}^{(570)}, \lambda_{\text{RS}}^{(532)}$ – длины волн стоксовой компоненты КР при возбуждении на $\lambda_{\text{ex}}=570$ и $\lambda_{\text{ex}}=532$ нм соответственно). Используя найденные величины $\sigma_{\text{red}}(532)$ и $\sigma_{\text{red}}(570)$, значения оптической плотности D на длинах волн 532 и 570 нм (для общей концентрации раствора n_0), получаем из трех последних равенств системы (6) значения остальных искомых параметров.

Полученное значение сечения $\sigma_{\text{red}}(570)$ позволяет определить индивидуальные значения сечения поглощения σ (и коэффициента экстинкции $\varepsilon[\text{M}^{-1}\text{cm}^{-1}] = 2,6 \cdot 10^{20} \sigma [\text{cm}^2]$) хромофора в области длин волн, где измеренные величины оптической плотности D определяются только поглощением красной формы.

3.3 Результаты

Кривые насыщения флуоресценции белка mRFP1, из которой определены параметры $\sigma_{\text{red}}^{(532)} K_{32}$ (с использованием независимого измеренного параметра τ_3), приведены на рис. 6. В таблице 2 представлены значения фотофизических параметров, а также концентрации зеленого хромофора и красного флуорофора в ФБ mRFP1, полученные в п. 3.2. В частности, в максимуме полосы поглощения этой

формы белка mRFP1 ($\lambda=584$ нм): $\sigma_{\text{red}}^{(584)} = (8.2 \pm 1.5) * 10^{-16} \text{ см}^2$ и $\epsilon_{\text{red}}^{(584)} = (215 \pm 40) \text{ мМ}^{-1} \text{ см}^{-1}$, что в 4 раза выше значения, представленного в работах [7,8]. Такое различие связано с тем, что в работах [7,8] при расчете ϵ использовали суммарную концентрацию белка, а не парциальную, как в нашем случае. Как следствие, определение парциальной концентрации хромофоров позволяет найти индивидуальные коэффициенты экстинкции двух форм белка.

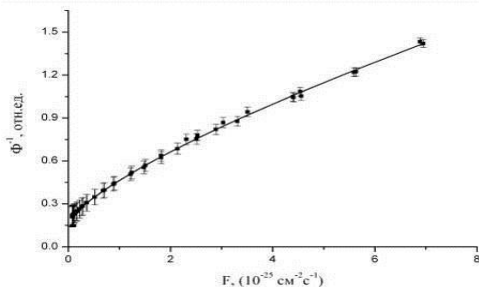


Рис.6. Кривые насыщения флуоресценции белка mRFP1. Φ – флуоресцентный параметр (см. текст), F – плотность потока фотонов возбуждающего лазерного излучения. Квадраты- экспериментальные данные, сплошная линия - теоретическая кривая.

Таблица 2. Индивидуальные оптические характеристики исследуемых белков.

	mRFP1
$\sigma_{\text{red}}^{(532)}, \text{ см}^2$	$(3.4 \pm 0.6) * 10^{-16}$
$\sigma_{\text{green}}^{(532)}, \text{ см}^2$	$(2.4 \pm 0.4) * 10^{-17}$
$\sigma_{\text{red}}^{(570)}, \text{ см}^2$	$(6.5 \pm 1.1) * 10^{-16}$
$\epsilon_{\text{red}}^{\text{Abs}}$ в максимуме поглощения, $\text{мМ}^{-1} \text{ см}^{-1}$	215±40
n_{red}/n_0 , n_{green}/n_0	(0.26 ± 0.06) (0.74 ± 0.06)
$n_{\text{red}}/n_{\text{green}}$	1:3
τ_3 , нс - время жизни флуоресценции	(3 ± 0.15)
η_T , квантовый выход в триплетное состояние	0, погрешность определения 0.02
η , квантовый выход флуоресценции	(0.24 ± 0.03)

4. Заключение

Продемонстрированы возможности пока еще мало используемого метода лазерной флуориметрии в анализе сложных органических соединений, фотофизические процессы в которых описываются значительным числом фотофизических параметров. В дальнейшем планируется реализация т.н. “матричного” метода [13], основанного на синтезе кинетической и нелинейной флуориметрии, который позволит более детально исследовать фотофизические процессы в двух- трехфлуорофорных белках с учетом межмолекулярного переноса энергии между флуорофорами. Помимо указанного результата методического характера, в работе получены конкретные спектроскопические данные для водного раствора триптофана и красного флуоресцентного белка mRFP1.

Совместно реализуемыми на одном лазерном спектрометре методами наносекундной кинетической и нелинейной флуориметрии определены значения фотофизических параметров молекул триптофана в слабokonцентрированном водном растворе при возбуждении лазерными импульсами с длиной волны 266 нм: а) время жизни возбужденного состояния (в моноэкспоненциальном приближении, при низком уровне возбуждения) - $\tau_3=2.8\pm 1$ нс; б) сечение поглощения - $\sigma=(1,6\pm 0,3) \times 10^{-17}$ см²; в) суммарная скорость интеркомбинационной конверсии и ионизации из первого возбужденного синглетного состояния $S_1 - (K_{32}+K_{3i})=(6\pm 2)\times 10^7$ с⁻¹; г) сумма квантовых выходов в триплет и ионизации ($\eta_T+\eta_i$)= 0.17±0.5; д) суммарное сечение обратимого и необратимого фотопревращения при поглощении возбуждающего излучения (266 нм) молекулами в возбужденном состоянии $S_1 - (\sigma_{3i}+\sigma_{ph})=(2,2\pm 0,7) \times 10^{-18}$ см².

Значения параметров τ_3 , σ и ($\eta_T+\eta_i$) в пределах ошибок эксперимента совпали со значениями этих параметров, измеренными другими методами [14,19,22,25], значение параметра ($\sigma_{3i}+\sigma_{ph}$) получено впервые, и свидетельствует о том, что отображаемыми ими процессами можно пренебречь при плотности потока фотонов возбуждающего излучения $F<5\times 10^{24}$ см⁻²с⁻¹. При определении же фотофизических параметров методом нелинейной флуориметрии неучет указанных процессов может привести к ошибкам в определении σ и ($\eta_T+\eta_i$) порядка 17%.

Определены относительное содержание флуоресцирующей (красной) и нефлуоресцирующей (зеленой) форм белка mRFP1 в растворе: $n_{green}/n_{red}=(2.8\pm 0.4)$, а также сечения поглощения этих форм в диапазоне длин волн 560...610 нм, в частности, в максимуме полосы поглощения: $\sigma_{red}^{(584)}=(8.2\pm 1,5)*10^{-16}$ см² и $\epsilon_{red}^{(584)}=(215\pm 40)$ мМ⁻¹см⁻¹.

Разработанная методика определения концентраций зеленой и красной форм флуоресцентных белков позволяет контролировать процесс созревания и может быть применена, в частности, для направленного поиска улучшенных мутантов mRFP1.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 05-05-65075) и Междисциплинарного научного проекта МГУ №4 (2007)

Авторы благодарят Е.П. Вржеша (Международный учебно-научный биотехнологический центр МГУ) за предоставление образцов флуоресцентного белка mRFP1.

Литература

1. *Пермяков Е.А.* Метод собственной люминесценции белка, Москва, Наука, 2003, с.189.
71. *Зубова Н.Н., Савицкий А.П.* Молекулярные клеточные сенсоры, созданные на основе цветных флуоресцирующих белков. I. Сенсоры pH, ионов Cl⁻, Ca²⁺, Zn²⁺, Cu²⁺, Успехи биологической химии, 2005, т. 45, с. 391—454.
72. *Н.Н.Зубова, А.Ю.Булавина, А.П.Савицкий.* Спектральные и физико-химические свойства зеленого (GFP) и красного (drFP583) флуоресцирующих белков, Успехи биолог. химии. 2003. Т. 43, С. 163—224.
73. *Galperin E, Verkhusha VV, Sorkin A.* Three-chromophore FRET microscopy to analyze multiprotein interactions in living cells, *Nat Methods*, 2004, v.1, p.209-217.
74. *Matz, M. V., Fradkov, A. F., Labas, Y. A. et al.* Fluorescent proteins from nonbioluminescent *Antozoa* species, *Nat. Biotechnol.*, 1999, v. 17, p. 969-973.
75. *M. F. Garcia-Parajo, M. Koopman, E. M. H. P. van Dijk, V. Subramaniam, and N. F. van Hulst* The nature of fluorescence emission in the red fluorescent protein DsRed, revealed by single-molecule detection, *PNAS*, 2001, V. 98 № 25, p. 14392—14397.
76. *Robert E. Campbell, et al.*, A monomeric red fluorescent protein, *Biochemistry*, *PNAS*, v.99, №12, p7877-7882.
77. *Shaner N.C., Campbell R.E., Steinbach P.A. et al.* Improved monomeric red, orange and yellow fluorescent proteins derived from *Discosoma* sp. red fluorescent protein, *Nat Biotechnol.* 2004, v.12, p.1567-72.
78. *Fadeev V.V., Dolenko T.A., Filippova E.M., Chubarov V.V.*, Saturation spectroscopy as a method for determining the photophysical parameters of complicated organic compounds, *Optics Communications*, 1999, v.166, p.25-33.
79. *Dolenko S, T Dolenko, V Fadeev, I Gerdova and M Kompitsas*, Time-resolved fluorimetry of two-fluorophore organic systems using artificial neural networks *Optics Communications*, 2002, v.213, 309-324.
80. *Банисhev А.А., Вржешч Е.П., Дмитриенко Д.В и др.*, Метод определения индивидуальных оптических характеристик посттрансляционных флуоресцентных форм флуоресцентных белков с использованием нелинейной Лазерной флуориметрии, *Биофизика*, 2007, в печати.
81. *Банисhev А.А., Вржешч Е.П., Ширшин Е.А и др.*, Применение нелинейной флуориметрии для определения влияния точечных мутаций на индивидуальные оптические характеристики посттрансляционных форм флуоресцентных белков, *Биофизика*, 2007, в печати.
82. *V.V. Fadeev, T.A. Dolenko, A.A. Banishev, P.N. Litvinov, et all.* Matrix method in laser fluorimetry of organic compounds, *Proceedings of SPIE, Opto-Ireland 2005: Optical Sensing and Spectroscopy*, 2005, v. 5826, pp.44-55.
83. *Robbins R.J., Fleming G.R., Beddard G.S., Robison G.W., Thistlethwaite P.J. and Woolfe G.J.*, Photophysics of aqueous tryptophan: pH and temperature effects, 1980, *J. Am. Chem. Soc.*, v.102, p. 6271-6279.
84. *Bryant F. D., Santus R., Grossweiner L.I.*, Laser flash photolysis of aqueous tryptophan, *J. Phys. Chem.*, 1975, v.79, №25, p.-2711-2716.

85. Klein R., Tatischeff I., Bazin M. and Santus R., J. Photophysics of indole. Comparative study of quenching, solvent, and temperature effects by laser flash photolysis and fluorescence, *Phys. Chem.*, 1981, v.85, p. 670-677.
86. Bent D.V. and Hayon E. Excited state chemistry of aromatic amino acids and related peptides. Tryptophan, *J. Am. Chem. Soc.*, 1975, v.97, p.2612.
87. Amouyal E., Bernas A. and Grand D., Picosecond laser photolysis of aqueous indole and tryptophan, *Faraday. Discuss. Chem. Soc.*, 1982, v.74, p.147-159.
88. Fleming G.R., Morris J.M., Robbins R.J., Woolfe G.J., Thistlethwaite P.J. and Robinson G.W., Nonexponential Fluorescence Decay of Aqueous Tryptophan and Two Related Peptides by Picosecond Spectroscopy, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, 1978, v.75, p.4652-4656.
89. Sherin P. S., Snytnikova O. A., and Tsentlovicha Yu. P. Sagdeev R. Z., Competition between ultrafast relaxation and photoionization in excited prefluorescent states of tryptophan and indole, *J.Phys. Chem.*, 2005, 125, 144511.
90. Kang H., Dedonder-Lardeux C., Jouvet C., Martrenchard S., Gre'goire G., Desfrancois C., Schermann J. P. and Fayeton J. A., Photo-Induced Dissociation of protonated tryptophan TrpH⁺: a direct dissociation channel via the excited state of the indole chromophore, *Phys.Chem.Chem.Phys.*, 2004, v.6, p. 2628–2632.
91. Chen Yu and Barkley M. D., Toward understanding tryptophan fluorescence in proteins, *Biochemistry*, 1998, v.37, p.9976-9982.
92. Банишев А.А., Маслов Д.В., Фадеев В.В., Наносекундный лазерный флуорометр, ПТЭ, 2006, т.3, с. 143-148.
93. Эльсгольц Л. Э., Дифференциальные уравнения и вариационное исчисление, Москва, Наука, 1956, с.127.
94. Szabo A.G. and Rayner D.M., Fluorescence decay of tryptophan conformers in aqueous solution, *J. Am. Chem. Soc. USA*, 1980, v.102, p.554-563.
95. Vrzheshch, P. V., Akovbian, N. A., Varfolomeyev, S. D. & Verkhusha, V. V. The kinetic analysis of maturation and denaturation of DsRed, a coral-derived red fluorescent protein, *FEBS Lett.*, 2000, v.487, p.203–208.
96. Верхуша В.В., Аковбян Н.А., Ефременко Е.Н., Варфоломеев С.Д., Вржещ, Кинетический анализ созревания и денатурации красного флуоресцентного белка П.В., Биохимия, 2001, v.66(12), p.1656-1667.
97. Gross, L.A., Baird, G.S., Hoffman, R.C., Baldrige, K.K., and Tsien, R.Y. The structure of the chromophore within DsRed, a red fluorescent protein from coral, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, 2000, v.97, p.11990–11995
98. Baird, G.S., Zacharias, D.A., and Tsien, R. Y. Biochemistry, mutagenesis, and oligomerization of DsRed, a red fluorescent protein from coral, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, 2000, v.97, p.11984-989.
99. Mizuno, H., Sawano, A., Eli, P., Hama, H., and Miyawaki, A. Red fluorescent protein from *Discosoma* as a fusion tag and a partner for fluorescence resonance energy transfer, *Biochemistry*, 2001, v.40, p.2502-2510.
100. McCluskey K., The Fungal Genetics Stock Center: from molds to molecules, *Appl Microbiol.* 2003, v.52, p.245-262.
101. Bradford M.M. A rapid and sensitive method for the quantitation of microgram quantities utilizing the principle of protein dye binding, *Anal. Biochem.* 1976. v.72. p. 248-254.

102. Chekalyuk A.M., Fadeev V.V., Georgyiev G., Kalkanjiev T. Determination of fluorescence quantum yields using a spontaneous Raman scattering line of solvent as internal standard. //Spectroscopy Letters, 1982. v.15. № 5. p.355-365
103. Романов Н.П., Шуклин В.С. Сечение комбинационного рассеяния жидкой воды, Оптика и спектроскопия, 1975, т.38, №6, с. 1120-1124.
104. Du H., Fuh R. A, Li J., Corkan A., Lindsey J. S., PhotochemCAD. A Computer-Aided Design and Research Tool in Photochemistry and Photobiology Photochem. and Photobiol., 1998, v.68, p.141.

РОЛЬ ВОЛН РОССБИ В ДИНАМИКЕ МИРОВОГО ОКЕАНА

Бондаренко¹ А.Л., Жмур² В.В.

¹Институт водных проблем РАН, ²Институт океанологии
им. П.П. Ширшова РАН

В Мировом океане существуют мощнейшие гидродинамические образования, получившие название волн Россби. В основном они формируют движения вод океана, как в горизонтальном, так и вертикальном направлениях. Горизонтальные движения создают океанские течения, среди которых всем известные Гольфстрим, Куроисио, мощные экваториальные течения. Вертикальные движения перемешивают глубинные воды с поверхностными водами, создавая тем самым такие известные явления, как апвеллинг - даунвеллинг, Эль-Ниньо – Ла-Нинья, тайфуны. Мы давно изучаем волны Россби, как нам, кажется, знакомы с ними хорошо. Можно так сформулировать их роль в термодинамике вод океана и атмосферы. Термодинамикой вод океана “руководят” в основном волны Россби и многое определяют в термодинамике атмосферы. Далее, мы изложим нашу концепцию, наш взгляд на волны, но без доказательств. Пытливый читатель может найти доказательства в наших прежних работах [1-6]. Рекомендуем, опять же, пытливого читателю, познакомиться с очень хорошей работой по волнам Россби [7]. В этой книге вы найдёте много интересного и полезного.

Волны Россби

Океан можно рассматривать как сложную механическую систему, всегда стремящуюся или или иным способом сохранить равновесное состояние. Если какая-либо сила выводит эту систему из равновесия, то процесс возвращения к исходному состоянию чаще всего и в основном, как мы убеждаемся, реализуется в виде волн. Как всякая механическая колебательная система океан обладает набором собственных колебаний. Одним из наиболее эффективных механизмов энергоснабжения океана от внешних источников является резонансный, когда собственные колебания океана совпадают с колебаниями внешних сил, возбуждающих его волновое движение. Потери энергии волнами крайне малы, что обусловлено их свойством – суперпозиции, поэтому волны являются своего рода накопи-

телями и обладателями большой энергии. Обладая большой массой при малых потерях энергии они способны сохранять неизменными свои свойства, характерные для свободных волн.

Мы часто вспоминаем высказывания известного отечественного океанолога – теоретика, специалиста по океанским течениям П.С. Линейкина. Читая нам лекции, он отмечал, что волновые движения вод океана являются наиболее устойчивым из всех видов движений. Это говорилось в то время (конец пятидесятых годов), когда о волнах Россби в океане ещё ничего не было известно. В дальнейшем, изучая волны Россби, мы в этом неоднократно убеждались.

В начале шестидесятых годов, сравнительно недавно, по меркам развития океанографической науки, в океанах доказательно были зарегистрированы гидродинамические образования, получившие название планетарных волн Россби. Те же самые волны в зоне близкой берегу или в замкнутых морях получили название континентальных шельфовых волн. Поэтому в дальнейшем для упрощения изложения содержания статьи их также будем называть волнами Россби. Что представляют эти волны, основательно мы рассмотрим немного позже. Но сейчас приведём только некоторые сведения о них. Они имеют периоды от недели до пяти недель, фазовые скорости распространения от нескольких см/с до одного метра, длину от 100 до 1500 км, а скорости орбитальных движений частиц воды от нескольких см/с до 2,5 м/с. Колебания уровня моря плохо обнаруживаются даже при точных инструментальных измерениях. Об их присутствии в море исследователи обычно судят по измерениям течений, вектор которых изменяется с периодом волны.

Если регистрировать течения в любой точке Мирового океана, то обязательно будут регистрироваться и течения волн Россби. Океан буквально “забит” этими волнами. На рис. 1 представлены векторные диаграммы течений, преимущественно создаваемых волнами Россби, зарегистрированных на различных горизонтах (глубинах) Атлантического океана. Заметны вращательные движения вектора течений с периодом, равным периоду волн Россби, ~40 суток. Видно, что буквально вся огромная масса вод океана от поверхности до дна находится в режиме квазисинхронных движений волн Россби.

В настоящее время выполнено довольно много экспериментальных исследований и большое количество измерений этих волн в океанах и морях, что позволяет нам дать относительно полное их описание. Это свободные, прогрессивные волны, их относят к градиентно–вихревым волнам, которые обязаны своим существованием гироскопическим силам и определяются законом сохранения потенциального вихря:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\text{rot}_z \bar{V} + f}{H} \right) = 0$$

f – параметр Кориолиса; $\text{rot}_z \bar{V}$ – завихренность поля скорости течения; H – глубина океана.

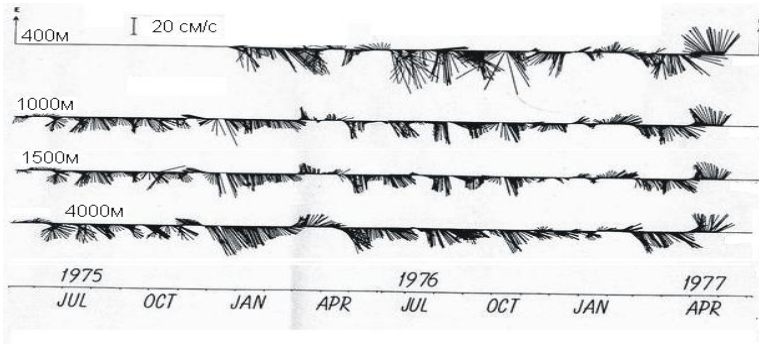


Рис. 1. Средние векторы скорости течений, измеренных в Атлантическом океане, недалеко от Бермудских островов в 1975-77 гг (Атлас ПОЛИМОДЕ).

Однако реальные волны, получившие название волн Россби, отличны их математической модели, предложенной С. Россби ещё в 1939 г для описания волн в атмосфере. В настоящее время многие исследователи эти реальные волны рассматривают с позиции “смешанных”, гравитационных и волн Россби, Rossbe – gravity waves. Тем не менее, реальные волны исследователи зачастую называют просто волнами Россби. Этого принципа будем придерживаться и мы.

Наблюдаемые в определённой части океана волны следует рассматривать, как составную часть сплошного поля взаимосвязанных волн всего Мирового океана. Последовательность волн во времени и в пространстве представляет собой непрерывный ряд, сформированных в модуляции (группы) малых - больших - малых и т.д. волн. Энергия от источника передаётся волновому полю всего Мирового океана малыми дозами, в течение длительного времени, в режиме “накачки” и теми же волнами она перераспределяется по океану. Предположительно источником возбуждения волн является атмосферная активность, флуктуации атмосферного давления и/или ветра. Некоторые исследователи предполагают, что источником поступления энергии могут быть приливные волны или приливообразующая сила. В силу того, что потери энергии в волнах крайне малы, она накапливается в них, и поэтому волны обладают большой энергией. Это тот случай, когда малыми усилиями за счёт резонансного возбуждения в течение длительного времени приводятся в волновое движение огромные массы воды океана.

Изменение амплитуд колебаний скорости течений в волнах и построение их в модуляции происходит за счёт работы некоего неизвестного науке механизма перестройки волн, названного нами модуляционным, но не за счёт отдельных поступлений энергии от источника. Эти поступления энергии от источника никак не отражаются в поведении волн, ибо они малы по сравнению с энергией волнового поля океана, волны “живут” по своим волновым законам в режиме свободных прогрессивных волн. Параметры волн и источника корреляционно независимы.

Об инерционных свойствах этих волн можно судить по величине времени их жизни, приблизительно равного десяти годам. Это значит, что после прекращения подачи энергии волнам, они будут жить (по своим волновым законам) ещё в течение десяти лет. Большое время жизни объясняется огромной массой воды вовле-

чѐнной в движение и крайне малыми потерями энергии волн. Для сравнения, время жизни ветровых течений равно всего нескольким суткам. Они быстро возбуждаются и в силу больших потерь энергии быстро прекращают своё существование.

В средних широтах открытой части Атлантического океана волны Россби имеют приблизительно такие параметры: фазовую скорость распространения 5 см/с, длину волны 400 км, амплитуды колебаний скорости течений 10 – 15 см/с. Характерным свойством этих волн является свойство всегда и везде в открытой части океана распространяться преимущественно в западном направлении. Они пересекают Атлантический океан от восточных до западных его окраин у Гольфстрима приблизительно за 2 года. То же самое расстояние волна цунами пробегает всего за 3-4 часа, распространяясь со скоростью приблизительно 600 км/ч.

Амплитуды колебания скорости течений волн Россби в Гольфстриме достигают 2,5 м/с. В Гольфстриме и его окружении волны со скоростью приблизительно 5 см/с распространяются вдоль берега, так что берег находится справа по отношению к направлению распространения волн. Так, волны проходят Гольфстрим, от северной его границы, около Ньюфаундлендской банки до южной, у полуострова Флорида, приблизительно за 250 суток. Это расстояние равно 1000 км.

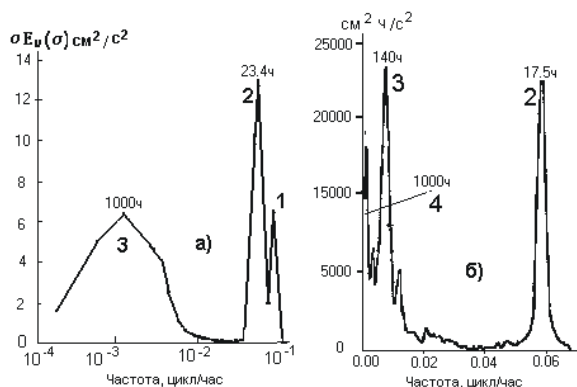


Рис. 2а, б. Функции спектральной плотности течений типичные для океанов (а) и внутренних морей (б). а – построена по измерениям течений в западной Атлантике в точке “Д” [Thompson, 1971], б – в Каспийском море в пункте “Нефтяные Камни”, недалеко от Апшеронского п-ва [Бондаренко, 2001].

Об энергетическом вкладе волн Россби в динамику течений океанов и морей частично можно судить по энергетическим спектрам их течений, представленных на рис. 2а, б. В океанах заметно выделяются максимумы энергии приливных, инерционных и волн Россби, средний период которых в данном случае равен 40 суток. Энергию (кинетическую) течений волн можно оценить по площади их спектра течений. Мы видим, что основная доля энергии в океанах принадлежит волнам Россби. В морях, мы видим тоже, самое. Заметно выделяются максимумы энергии инерционных волн (период 17,5 ч), волн Россби (период 5,5 суток) и максимум энергии связанный с модуляционным строением волн с периодом прибли-

зительно 40 суток. Приливные волны в морях небольшие и поэтому в спектре течений не заметны.

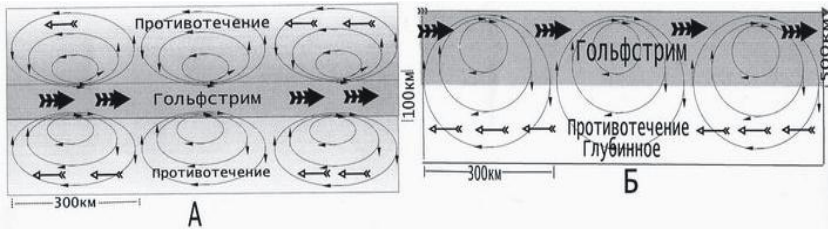


Рис. 3а, б. Линии токов течений волн Россби Гольфстрима и его окружения. Линии токов обозначены тонкими линиями в виде эллипсов со стрелками. Вид сверху (а) и по вертикальному сечению через Гольфстрим (б).

Исследования, выполненные авторами позволили волновое поле, в частности, Гольфстрима и его окружения, представить в виде цепочки волн – солитонов, течения (движения частиц воды волн), в которых происходят по замкнутому контуру в горизонтальной и вертикальной плоскостях (рис. 3 а, б). Такое расположение линий токов течений волн Россби похоже на линии токов диполя, проводящей средой которого является вода. Скорость течения пропорциональна плотности линий токов. Мы видим, что в Гольфстриме плотность линий токов гораздо больше, чем за его пределами, а отсюда, и скорости течений больше, чем за его пределами. При скорости движения волн равных нулю траектории движения частиц воды волн совпадают с линиями токов. Если волны распространяются, то траектории не совпадают с линиями токов. В этом случае радиус траекторий будет меньше радиуса линий токов. Так, анализ дрейфтерных измерений течений в районе Гольфстрима показал, что при длине волн в Гольфстриме 200-300 км радиус движения частиц волны составляет приблизительно 50 км. Движения частиц воды в волнах Россби происходят, как отмечалось, в режиме суперпозиции, т.е. частицы различных волн не взаимодействуют. Это свойство характерно для всех видов океанических долгопериодных волн. Поэтому, движения частиц воды одной волны не скажутся на движениях частиц других волн.

Формирование крупномасштабных течений волнами Россби.

Что такое волны Россби мы уже немного знаем. Рассмотрим, что такое крупномасштабные течения и как они формируются волнами Россби. Движения вод в масштабах океана получило название крупномасштабных течений, крупномасштабной циркуляции. В крупномасштабную циркуляцию океанов вовлечены практически все его воды от поверхности до дна. Приповерхностные воды в Северном полушарии совершают антициклоническое движение (по движению часовой стрелки) и циклоническое – в Южном. В целом по океану скорости крупномасштабных течений небольшие, приблизительно 10 см/с. Но в западных и экваториальных областях океанов, небольших по площади, они проявляются в виде мощных струйных течений со скоростями до 2,5 м/с, как, например, Гольфстриме, Куроисио, Сомалийском и экваториальных течениях и т. д. Среди этих течений наиболее изучаемым является Гольфстрим. На рис. 4, 5 в качестве примера приве-

дены схемы течений Северного полушария Атлантического океана, построенные авторами по данным дрейферных измерений течений.

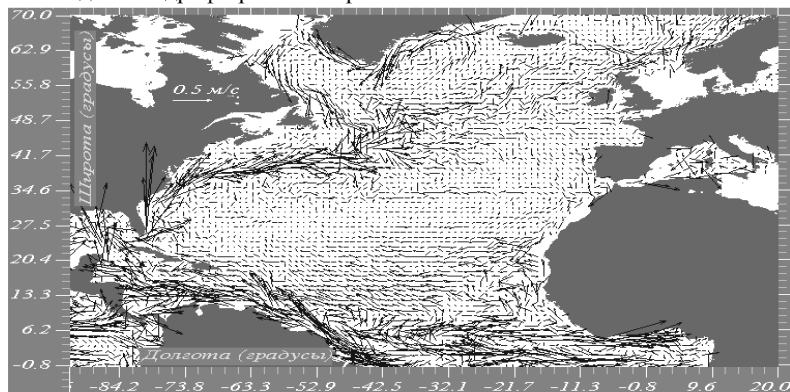


Рис. 4 Векторы средних по ансамблю дрейферных наблюдений течений Северного полушария Атлантического океана.

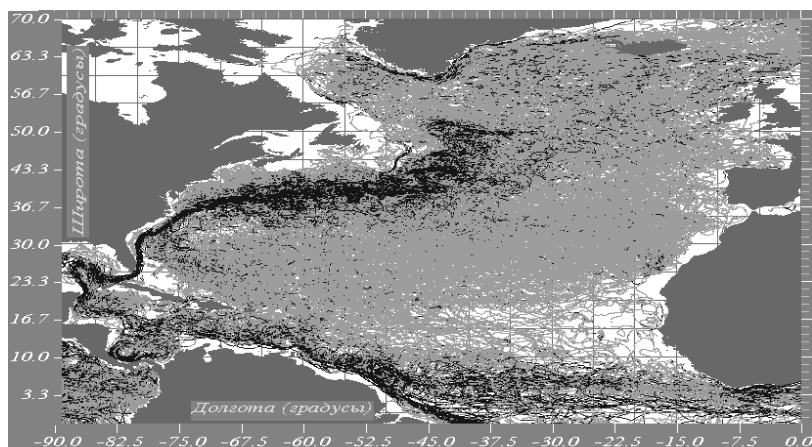


Рис. 5. Трассы дрейферов, запущенных в воды Северного полушария Атлантического океана. Тёмным цветом выделены участки трасс дрейферов, в которых их скорость перемещения, следовательно, и скорость течения превышала 50 (а) см/с, а серым цветом - меньше указанных значений.

В последние два десятилетия в воды Мирового океана было запущено более десяти тысяч дрейферов, каждый из которых “отслеживал” течения в среднем 1,5 года. В результате была получена огромная информация о течениях Мирового океана. Дрейфер это устройство поплавкового типа, которое перемещается течением на горизонте (глубине) 15 м от поверхности воды. На поверхности океана

скорость течения приблизительно такая же, как и на глубине 15 м. Поэтому можно считать, что дрейфтер регистрирует приповерхностные течения. Информация о движении дрейфтера через спутниковые системы передаётся в пункт сбора информации и затем размещается в Интернете. Этой информацией мы и воспользовались для построения схем течений. В этом деле нам здорово помог сотрудник Государственного океанографического института О.П. Никитин, пользуясь, случаем, выражаем ему признательность.

В поведении Гольфстрима и в целом струйных течений океанов много неясного, и противоречивого, если рассматривать их с позиции популярных, хорошо известных научной общественности и практически общепринятых объяснений их природы. Учёные всегда стремились понять и объяснить, почему по всему океану течения имеют небольшие скорости, а в западных и экваториальных областях океанов их скорости очень большие. Невозможно доказательно объяснить быстрое меандрирование (раскачивание в стороны) струи Гольфстрима, образование вихрей с очень большими скоростями (считается до 1,5 м/с), трудно объяснить, почему массы воды за пределами Гольфстрима с двух сторон и с глубиной движутся в обратную сторону. Фактически ложе, по которому течёт Гольфстрим, движется в противоположную сторону его движения. Не понятно, почему Гольфстрим пульсирует: останавливается, затем набирает скорость и через некоторое время снова останавливается и далее всё повторяется с некоторой квазирегулярной периодичностью. Это свойство Гольфстрима демонстрирует информация приведенная на рис. 6 а, б. Заметны пульсации Гольфстрима с периодом волн Россби, приблизительно равных 15 – 30 суткам. Такое невозможно объяснить, ещё и потому, что смена ситуаций повторяется через очень короткие промежутки времени, порядка 15–30 суток.

Объяснение природы и этих свойств Гольфстрима даётся в работе [6] с позиции формирования течений волнами Россби. Показано, что крупномасштабные течения это не что иное, как течения волн Россби. Покажем это на примере течений волн Россби, изображённых на рис. 3а, б. В точках 1, 2, 3, 4 расположенных между волнами скорости течений равны нулю, а в точках I, II, III – максимальны. Такое распределение скоростей течений в волнах, фиксируется дрейфтером или стационарно установленным в потоке прибором, как пульсирующее течение, аналогичное, изображённому, на рис. 6а, б. Это даёт основание считать, что выбранная схема течений (рис.3а, б) близка к реальности. Такое пульсирующее течение свидетельствует ещё и о том, что движения воды происходят не только в горизонтальной плоскости, но и вертикальной. Таким образом, пульсирующий характер течений Гольфстрима указывает на их волновое происхождение. Вертикальные скорости невелики, при горизонтальных скоростях течений Гольфстрима приблизительно равных 1 м/с, они составляют 1 мм/с.

Как и во всяких волнах масса воды в пространстве не переносится, она перемещается по замкнутому контуру внутри волны. Создаётся только некая иллюзия переноса масс, поскольку прибор не фиксирует движение частиц воды по орбите, которые и переносят массы воды, а только некую горизонтальную составляющую действия на дрейфтер или стационарно установленный прибор частиц воды, движущихся по различным орбитам. Фактически прибор течения не измеряет.

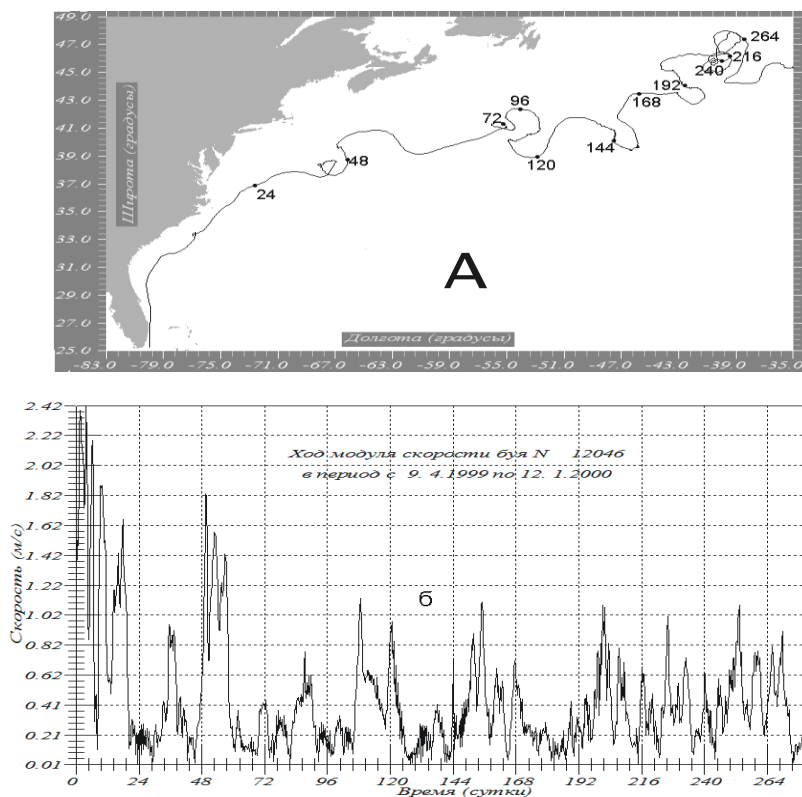


Рис. 6а, б. Трасса дрефтера, запущенного в воды Гольфстрима (а) и модуль скорости его движения (б). Затемнённым точкам на трассах с числами соответствует время движения дрефтера в сутках с момента его запуска.

Рассматривая пульсирующее течение, у исследователя складывается впечатление, что движения происходят только в горизонтальной плоскости и поэтому он разделяет исходное измерение на некоторую квазипостоянную, характеризующую однонаправленное движение воды и переменную, квазигармоническую по форме части “течений”. Первую он ошибочно относит к крупномасштабным течениям, в частности Гольфстрима, а вторую к волнам Россби. Таким образом, и создаётся иллюзия однонаправленного движения вод в крупномасштабных течениях, в частности, в Гольфстриме.

Можно считать, что крупномасштабные течения не переносят массы воды в пространстве однонаправленно или переносят её крайне мало. Предположим, в режиме величин второго порядка, в режиме Стоксова или Лагранжева переносов. Во всяком случае, можно утверждать, что массы воды не переносятся со скоростью измеренного среднего течения, а существенно меньшей. Эту проблему следует

изучить, чтобы ответить: в каком количестве вода переносится и куда? Но уже очевидно, что в небольшом.

Представления о течениях было бы неполным, если мы не ответили на вопрос, а почему всё же по всему океану скорости течений небольшие, а в западных окраинах океана они большие, как, например, в Гольфстриме.

Формирование больших скоростей течений Гольфстрима легко объяснить с позиции известных закономерностей трансформации волн, в частности волн Россби в прибрежных зонах океанов. Эффект трансформации волн в прибрежных зонах и, соответственно, увеличения орбитальных скоростей частиц воды волн (течений) хорошо знаком, и не только специалистам океанологам. Так, например, волны цунами в открытом океане имеют не большие амплитуды колебания скорости течения. Но при подходе к берегу или относительно мелководным участкам океана их амплитуды сильно увеличиваются, точно также увеличиваются и течения. Всё это читателю должно быть хорошо известно, в частности, из серии телевизионных передач о цунами, произошедшем в Индийском океане в декабре 2004г.

Аналогичное, происходит и с волнами Россби. Они приходят в данном случае из Атлантического океана. По мере приближения к материку их направление распространения изменяется, становится юго-западным и южным, и в целом вдоль кромки шельфа материка. Это специфическое свойство волн Россби, распространяясь вдоль берега так, что берег находился справа по отношению направлению распространения волны. При этом к области Гольфстрима волны подходят под разными углами и лишь в последствии, южнее широты 38о они выстраиваются в систему одно направленных волн, распространяющихся приблизительно вдоль кромки шельфа. Этим и определяется строго направленный характер течений южнее широты 38° и некоторое их раскачивание вправо – влево севернее этой широты.

В открытой части океана, амплитуды колебаний скорости течений волн Россби небольшие (порядка 10 см/с.), но при подходе к западной окраине океана, они трансформируются за счёт влияния берега материка и дна океана. Период и длина волн уменьшаются, а амплитуды колебания скорости течения волн сильно увеличиваются (до 2,5 м/с) за счёт увеличения их удельной кинетической энергии. Увеличение скоростей течений происходит за счёт концентрации энергии волн и течений в меньших объёмах воды, в зоне близкой берегу. Так, в открытой части океана энергия волн распределена по всей глубине почти равномерно, но при подходе к прибрежной зоне она сосредотачивается в приповерхностном слое океана. Такое происходит не только в прибрежной зоне, относительно мелководной, для Гольфстрима, это южная его часть, но и в глубоководной северной, значительно удалённой от берега.

Из изложенного становится ясным, почему скорости течений в Гольфстриме большие, как образуются противотечения, почему течения пульсируют, почему поток останавливается, почему масса воды в течениях односторонне не переносится и, что собой вообще представляют крупномасштабные течения. Становится ясным, что всё это волны Россби.

Вертикальный обмен вод океана и вклад Эль-Ниньо – Ла-Нинья в формирование явлений апвеллинга-даунвеллинга.. Вертикальные движения воды вверх получили название апвеллинга, а вниз – даунвеллинга. О наличии этих явлений в океанах и морях исследователь судит по аномалиям температуры воды (в основ-

ном холодной) на поверхности бассейна, получивших название “температурных пятен”. Эти вертикальные движения воды создаются волнами Россби и происходят по всему океану. Но в прибрежных зонах (особенно у берегов восточных окраин океанов), в струйных течениях, и особенно экваториальных, вертикальные движения велики. Практически вдоль побережий восточных окраин и экваториальных зон всех океанов образуются сильные апвеллинги - даунвеллинги. В экваториальной части Тихого океана они особенно заметны и получили название Эль-Ниньо – Ла-Нинья. Вертикальные движения воды способствуют развитию биогенов и, поэтому, очень продуктивны рыбой и морскими животными.

Механизм образования вертикальных движений волнами Россби легко может быть объяснён и понят читателями. Достаточно обратиться к схеме течений волн Россби (рис. 3б). В волне существует область подъёма вод – апвеллинга и опускания – даунвеллинга. Они обозначены стрелками вверх и вниз. Обычно в зоне апвеллинга вода холодная, поднимающаяся с глубины бассейна, а в зоне даунвеллинга она тёплая. На рис. 7 мы демонстрируем температурное поле вод северо-восточного участка Чёрного моря около Кавказского побережья, в которых чётко выделяются температурные аномалии, сформированные явлением апвеллинга – даунвеллинга, и как их причиной, волнами Россби.

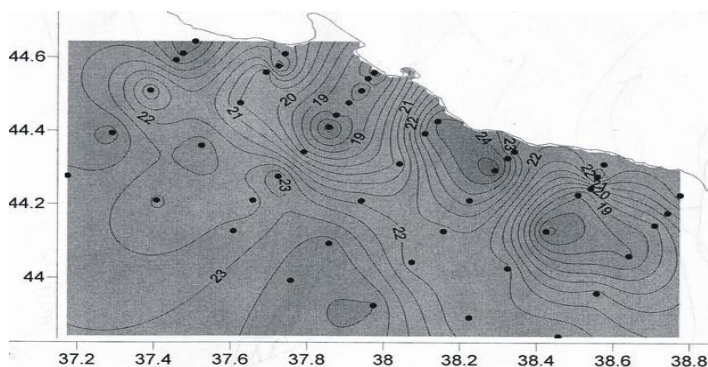


Рис. 7. Температурные аномалии около северо-западной части Чёрного моря, сформированные волнами Россби.

Явление Эль-Ниньо – Ла-Нинья это тот же самый апвеллинг – даунвеллинг, но происходящий в открытой части экваториальной зоны Тихого океана. В экваториальной зоне волны Россби особенно большие, они и создают заметные движения воды в вертикальном направлении, а отсюда и заметные изменения температуры поверхности моря. Эти явления (апвеллинг – даунвеллинг, Эль-Ниньо – Ла-Нинья), изменяя температурный режим поверхности океана (до 10°C), а отсюда и воздуха, создают изменения режима погоды и климата над океаном и суши. Эти изменения очень существенны. Так, учёные [8] полагают, что “самый большой и наиболее важный сигнал в межгодовой климатической изменчивости Земли связан с явлением Эль-Ниньо – Ла-Нинья”. Здесь речь идёт лишь о небольшом участке Мирового океана, только об экваториальной зоне Тихого океана. Процесс вертикального движения вод идёт по всему Мировому океану: в одних местах он силь-

нее, в других слабее. Если же рассмотреть весь Мировой океан, то обнаружится, что “руководящая” роль волн Россби в формировании погоды и климата Земли окажется ещё большей.

Работа выполнена при финансовой поддержки РФФИ (проект №06-05-64778)

Литература

1. Бондаренко А.Л. Прибрежный апвеллинг Каспийского моря// Водные ресурсы. 1998. Том. 25. № 4. с. 510-512.
105. Бондаренко А.Л., Жмур В.В., Филиппов Ю.Г., Щевьев В.А. О переносе масс воды морскими и океанскими долгопериодными волнами // Морской гидрофизический журнал. Севастополь. 2004. № 5 (сентябрь - октябрь). С. 24-34.
106. Бондаренко А.Л., Жмур В.В. О природе и возможности прогнозирования явления Эль-Ниньо - Ла-Нинья // Метеорология и гидрология. 2004. № 11. С.39-
107. Бондаренко А.Л., Жмур В.В. Закономерности формирования явления Эль-Ниньо - Ла-Нинья // Физические проблемы экологии (экологическая физика). 2005. М.: МАКС ПРЕСС. Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова. Физический факультет. № 13. С. 35-44.
108. Бондаренко А.Л. Эль-Ниньо – Ла-Нинья: механизм формирования// Природа. 2006. №5. С. 39 – 47.
109. Бондаренко А.Л., Жмур В.В. Гольфстрим, его настоящее и будущее// Природа. 2007. №7. С.
110. Белоненко Т.В., Захарчук Е.А., Фукс В.Р. Градиентно - вихревые волны в океане. 2004. Изд. С.-Петербургского университета. 213 с.
111. Нечволодов Л.В., Лобов А.Л. и др. О связи аномалий меридионального переноса тепла в Северной Атлантике с явлением Эль-Ниньо – Южное колебание// Метеорология и гидрология. 1999. №6. С.53- 65.
112. Thompson R.O.R.Y. Topographic Rossby waves at a site north of the Gulf Stream// Deep-Sea Res. 1971. Vol. 18. №. P.1-19.

ЛАЗЕРНАЯ ДИАГНОСТИКА ПОВЕРХНОСТНОГО МИКРОСЛОЯ ВОДНЫХ СРЕД

Волков П.А., Кравцов В.А., Фадеев В.В.

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

Введение

Работы, посвященные изучению поверхностного микрослоя (ПМС) океана (например, [1,5]) сформировали убедительное предположение о ключевой роли ПМС в тепломассообмене между атмосферой и океаном и, следовательно, в формировании климата и глобальных изменениях. По мнению Ф. Макинтайра [2], "ед-

ва заметные события, происходящие в тонком пленочном слое жидкости, покрывающем семьдесят процентов земной поверхности, играют решающую роль в благополучном развитии жизни на Земле".

Дальнейший прогресс в изучении этой проблемы связан с разработкой методов неконтактного измерения характеристик ПМС с пространственным разрешением порядка единиц мкм. Флуоресценция гуминовых веществ (ГВ), всегда присутствующих в природных водах, могла бы быть использована здесь в качестве природного индикатора. Для этого необходимо исследовать изменение характеристик полосы флуоресценции (интенсивности, формы, положения на шкале длин волн) внутри ПМС и их отличия от таковых в объеме воды, и установить механизмы этих изменений. Нам известна лишь одна работа [6] (помимо работы [7], выполненной в нашей группе), в которой измерялась флуоресценция ПМС, причем флуоресценция, обусловленная присутствием ГВ. И в [6], и в [7] объектами были пробы воды, отобранные из ПМС и, для сравнения, из объема воды. В [6] не измерялся спектр флуоресценции, а определялось лишь отношение интенсивностей на выбранной длине волны флуоресценции из ПМС и из объема воды, с целью определения соотношения концентраций CDOM (Chromophoric dissolved organic matter) в ПМС и объеме, т.е. степени концентрирования CDOM в ПМС. Отметим, что для использования интенсивности флуоресценции как меры концентрации ГВ (в [6]-CDOM) необходимо установить возможные различия значений сечения флуоресценции флуорофоров в ПМС и в объеме воды, что представляет собой самостоятельную, интересную научную задачу.

Задача изучения флуоресцентных характеристик ПМС сформулирована в [7] и сделаны первые шаги к ее решению. В разделе 2 в кратком виде приводятся основные результаты работы [7], полученные для проб воды из ПМС, в разделе 3 – результаты, полученные нами впервые в режиме неконтактного лазерного зондирования приповерхностного слоя воды, включающего и ПМС, толщина которого в большинстве работ, посвященных изучению ПМС, принимается равной 1 мм. (В [5] в ПМС выделяется «нанослой» толщиной ≤ 1 мкм, «диффузионный слой» - 50 мкм, термический слой – 300 мкм и «ламинарно-вязкий слой» - 1мм).

Спектры флуоресценции проб воды, отобранных из ПМС

Были исследованы пробы воды, отобранные в Чёрном море в рейсе НИС «Акванавт» (сентябрь 2005 г.) на «Вековом разрезе» на расстояниях 2 мили (индекс проб ЧМ2) и 100 миль (ЧМ100). В обеих точках пробы отбирались: из ПМС толщиной 0,2 мм – капиллярным пробоотборником Лапшина [4, 5] (индексы проб ЧМ2-К и ЧМ100-К соответственно); из ПМС толщиной около 1 мм – сеткой Гаррета [8] (индексы проб ЧМ2-С и ЧМ100-С); из объёма воды, с горизонта 0,5 м – батометром (индексы проб ЧМ2-О и ЧМ100-О). Пробы были заморожены и доставлены в МГУ для спектрального анализа.

Наименования и индексы всех исследованных проб воды сведены в Таблице 1.

Пробы последовательно изучались на следующих спектральных приборах:

- ламповом спектрометре, предназначенном для автоматизированного измерения полных спектров флуоресценции (Total Luminescence Spectra, TLS), представляющих собой трёхмерные распределения в координатах «длина волны воз-

буждения – длина волны регистрации – интенсивность флуоресценции» (прибор Fluo Imager M52, Laser Diagnostics Instruments, Таллинн, Эстония);

- ламповом спектрофлуориметре УФ и видимого диапазонов Perkin Elmer;

- импульсном лазерном спектрометре с длинами волн возбуждения 532, 355 и 266 нм (собственного изготовления).

Таблица 1. Исследованные пробы воды

индекс	характеристика пробы	тип пробоотборника
ЧМ2-К	Чёрное море, 2 мили от берега, ПМС 0,2 мм	капиллярный
ЧМ2-С	Чёрное море, 2 мили от берега, ПМС 1 мм	сетка Гаррета
ЧМ2-О	Чёрное море, 2 мили от берега, гор. 0,5 м	батометр
ЧМ100-К	Чёрное море, 100 миль от берега, ПМС 0,2 мм	капиллярный
ЧМ100-С	Чёрное море, 100 миль от берега, ПМС 1 мм	сетка Гаррета
ЧМ100-О	Чёрное море, 100 миль от берега, гор. 0,5 м	батометр

Снимались спектры только в линейном режиме возбуждения и интегрированные по времени (без временного разрешения). При этом ставились две задачи: в максимально возможной степени выявить спектральные различия в оптических откликах ПМС и объёма воды; определить потенциальные возможности приборов при проведении на следующих этапах работы полномасштабных исследований ПМС, которые будут включать в себя прецизионный анализ формы спектральных полос комбинационного рассеяния [11] и флуоресценции [12], измерения в нелинейном режиме возбуждения [13] и с временным разрешением [14].

TLS снимались на приборе Fluo-Imager M52 (см. п.2) в режиме, когда длина волны возбуждения изменялась в диапазоне от 240 до 360 нм, с дискретностью 5 нм, а длина волны регистрации – в диапазоне от 265 до 580 нм, с дискретностью (шагом) 5 нм. Спектральное разрешение многоканального оптического приемника составляла 3.5 нм. При измерении спектров КР спектральное разрешение ухудшалось из-за влияния немонохроматичности возбуждающего излучения, выделяемого из спектра лампы монохроматором. Время автоматизированного измерения всего TLS составляло 2 мин. При указанных характеристиках прибора можно было получать наиболее полную информацию о спектрах флуоресценции и возбуждения флуоресценции, но с довольно плохим спектральным разрешением, особенно для полос КР, и сравнительно низкой чувствительностью, особенно при возбуждении излучением в спектральной области с $\lambda_{exc} < 300$ нм, где интенсивность излучения лампы резко падает. Примеры TLS, снятых для двух проб морской воды, приведены на рис.1. При сравнении рис.1 а) и б) видны заметные каче-

ственные и количественные различия TLS спектров оптического отклика объема воды и ПМС.

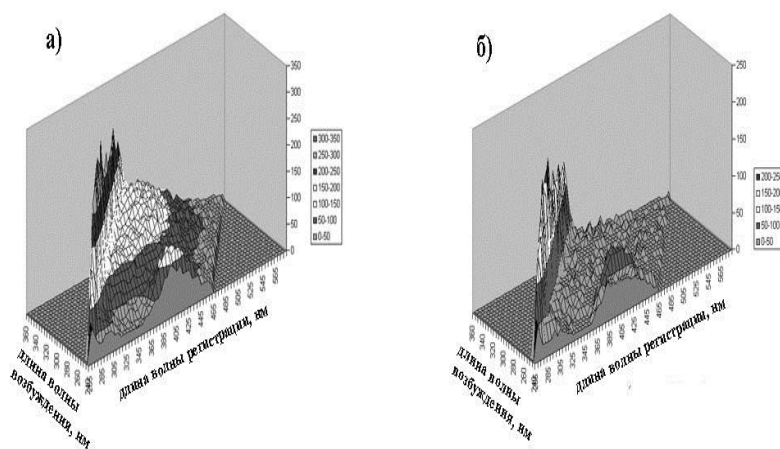


Рис. 1. Полные спектры люминесценции (TLS) проб морской воды, отобранных в Черном море в 100 милях от берега, индексы проб в соответствии с Таблицей 1: ЧМ100-О (спектр а); ЧМ100-К (спектр б). По вертикальной оси – интенсивность флуоресценции (отн. ед.).

На рис.2. приведены, в качестве примера, спектры проб ЧМ100-О, ЧМ100-С и ЧМ100-К, снятые на спектрофлуориметре Perkin Elmer при $\lambda_{exc} = 355$ нм.

В общих чертах спектры для проб ЧМ100-О и ЧМ100-К совпадают со спектрами, полученными из TLS (Рис.1). Однако, более высокое качество прибора Perkin Elmer при снятии “одномерных” спектров делает последние более пригодными для количественного анализа, в частности, для сравнения значений флуоресцентного параметра Φ_0 (интенсивность флуоресценции нормированная на интенсивность КР) в ПМС и объеме воды (см. ниже, табл.2). Как видно из рис.2., приведенные спектры проб(так же, как спектры остальных проб) при $\lambda_{exc} = 355$ нм близки по форме; доминирующий вклад в них дают полоса КР воды ($\lambda_{max} = 404$ нм) и полоса флуоресценции гуминовых веществ ($\lambda_{max} \approx 440$ нм); признаки других примесей в воде не проявляются. Линия гидрозольного рассеяния (рассеяния Ми, $\lambda_{Mie} \equiv \lambda_{exc}$) на этих рисунке не показана. Закономерность изменения параметра Φ_0 (см. Табл. 2) для проб ЧМ2 та же, что и для проб ЧМ100: при переходе от объема к ПМС значение этого параметра возрастает.

Иная картина при $\lambda_{exc} = 266$ нм (Рис. 3): помимо полосы КР воды ($\lambda_{max} = 290$ нм) и полосы флуоресценции гуминовых веществ с $\lambda_{max} \approx 440$ нм, проявилась полоса флуоресценции с $\lambda_{max} \approx 330$ нм, которая может быть обусловлена легкими нефтяными углеводородами и белковыми соединениями (в последних флуоресцируют аминокислоты триптофан, тирозин и фенилаланин).

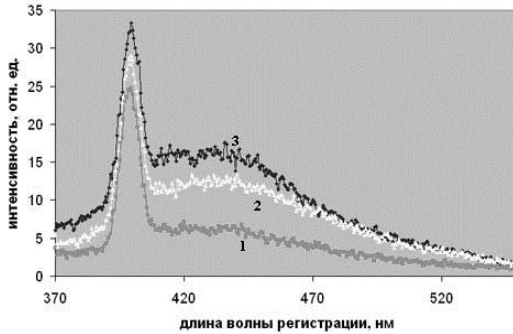


Рис. 2. Спектры оптических сигналов, снятые на спектрофлуориметре Perkin Elmer при возбуждении на длине волны $\lambda_{exc} = 355$ нм, проб, в Чёрном море на расстоянии 100 миль от берега (ЧМ100). Цифрой 1 отмечена проба, взятая из объема (проба ЧМ100-О), цифрой 2 – проба, отобранная из ПМС сеткой Гаррета (проба ЧМ100-С), цифрой 3 – пробф, отобранная из ПМС капиллярным пробоотборником Лапшина (ЧМ100-К). Полоса с $\lambda_{max} = 404$ нм – полоса КР воды; полоса с $\lambda_{max} \approx 440$ нм – полоса флуоресценции гуминовых веществ.

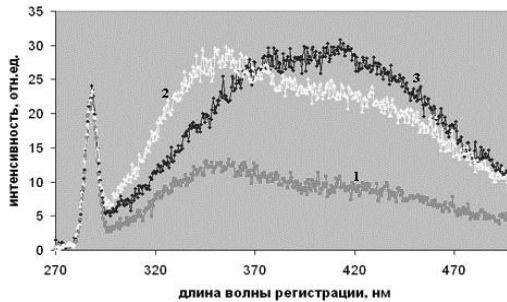


Рис. 3. Спектры оптических сигналов, снятых на спектрофлуориметре Perkin Elmer при $\lambda_{exc} = 266$ нм для проб ЧМ100-О (1), ЧМ100-С(2), ЧМ100-К(3); Полоса с $\lambda_{max} = 290$ нм – полоса КР воды; полоса с $\lambda_{max} \approx 440$ нм – полоса флуоресценции гуминовых веществ; полоса с $\lambda_{max} \approx 330$ нм – предположительно флуоресценция легких углеводородов и/или белковых соединений.

Как и при $\lambda_{exc} = 355 \text{ нм}$, при возбуждении на $\lambda_{exc} = 266 \text{ нм}$ происходит увеличение параметра Φ_0 при переходе от объема к ПМС (см. Табл. 2). При расчете параметра Φ_0 и в этом случае мерой числа фотонов флуоресценции служила площадь под контуром всей полосы флуоресценции.

Важной информацией, помимо значений флуоресцентного параметра Φ_0 , является форма полосы КР воды и флуоресценции органических соединений, в контексте данной работы - их различия для воды из объема и из ПМС. Наши предшествующие исследования (см, например, [11, 12]) свидетельствуют о том, что эти изменения будут, по-видимому, невелики и их обнаружение и количественная характеристика потребуют прецизионных измерений и применения современных методов обработки, таких как техника искусственных нейронных сетей (ИНС).

Спектральное разрешение, которое обеспечивают ламповые спектрофлуориметры при регистрации таких сравнительно слабых сигналов как полосы КР воды и сравнимых с ней по интенсивности полос флуоресценции, не достаточно для надежного анализа спектральных полос в данной задаче: использованный в работе прибор Perkin Elmer обеспечивает спектральное разрешение 5 нм. Для сравнения: ширина на полувысоте полосы КР воды при $\lambda_{exc} = 266 \text{ нм}$ составляет 4 нм.

В преодолении этого ограничения состоит одна из причин применения лазерных спектрометров. Вторая более известна: возможность осуществлять дистанционное зондирование, причем, как сейчас стало ясно, интерес представляет не только **неконтактное** дистанционное (лидарное) зондирование, но и дистанционное **контактное** зондирование, которое может быть осуществлено с использованием оптоволоконных приемо-передающих кабелей с погружаемым зондом.

Поэтому в программу наших рекогносцировочных экспериментов с ПМС были включены измерения на лазерном спектрометре.

Импульсный лазерный спектрометр собран на основе твердотельного ИАГ:Nd лазера с генераторами 2-й (длина волны 532 нм), 3-й (355 нм), 4-й (266 нм) гармоник лазерного излучения и оптического многоканального анализатора. Его выходные параметры: длительность импульса на 266 нм – 10 нс; частота повторения импульсов – 10 Гц; максимальные значения мощности в импульсе – 1 МВт на длине волны 532 нм, 0.3 МВт на длине волны 355 нм и 0.1 МВт на длине волны 266 нм; спектральное разрешение приемника 0.3 нм при регистрации полосы КР воды с отношением сигнал/шум 100.

Измерение спектров проб при $\lambda_{exc} = 532 \text{ нм}$ не обнаружило в нем признаков флуоресценции фитопланктона, что и понятно, учитывая процедуру приготовления проб.

Отношения значений параметра Φ_0 для ПМС и объема при возбуждении на

$\lambda_{exc} = 355$ и 266 нм приведены в Таблице 2. Установлено, что на этом спектрометре могут быть измерены кривые насыщения и кинетики флуоресценции [13,14] как для проб из объема воды, так и для проб из ПМС, что будет использовано в дальнейших исследованиях с целью определения молекулярных фотофизических параметров по методикам, изложенным в [12-14].

Таблица 2. Сравнение спектроскопических параметров воды в ПМС и объеме.

		Perkin Elmer		Лазерный флуориметр	
		265 нм	355 нм	266 нм	355 нм
ЧМ2	Φ_0^K / Φ_0^O	1.65	1.77	1.44	2.17
	Φ_0^C / Φ_0^O	1.71	1.85	1.44	2.7
ЧМ100	Φ_0^K / Φ_0^O	2.56	2.38	2.57	2.57
	Φ_0^C / Φ_0^O	2.86	2.14	2.36	1.94

Лазерное зондирование ПМС с регистрацией флуоресценции гуминовых веществ.

Используемые в настоящее время средства отбора проб воды из ПМС (в том числе и лучший из них – капиллярный пробоотборник Лапшина) не обеспечивают изменение вертикальных профилей характеристик водной среды, разрешение которых в ПМС должно, по-видимому, составлять 1 мкм и меньше. Кроме того, механический отбор пробы разрушает структуру микрослоя, «уничтожает» ценную информацию об особенностях фотофизических процессов в связанных молекулах воды и примесях, в том числе таких, которые диагностируются методами флуоресцентной спектроскопии (гуминовых веществах, водорослях, белках, нефтяных углеводородах и др. органических соединениях). Поэтому развитие техники лазерного зондирования ПМС важно не только для натуральных исследований, но и для модельных. В данной статье мы сообщаем о результатах первых экспериментов по лазерной флуоресцентной диагностике приповерхностного слоя воды от границы раздела вода-воздух до глубины 1 см, с разрешением 1 мкм, достаточным для выявления ПМС и определения его толщины.

Для осуществления такого эксперимента необходимо было выбрать как способ зондирования микрослоя лазерным лучом, так и способ регистрации оптического отклика системы на возбуждающее излучение. Для одновременного получения наибольшего количества информации был выбран способ регистрации, позволяющий снимать двумерное распределение интенсивности сигнала в зависимости от длины волны и от пространственной координаты протяженного объекта. Если направлять лазерный луч перпендикулярно поверхности исследуемого объема воды, то таким объектом становится вертикальный столб жидкости, в котором возбуждается флуоресценция растворенных гуминовых веществ. При таком способе зондирования мы получаем возможность регистрировать одновременно спектры флуоресценции как из поверхностного микрослоя, так и из приповерхностного объема воды.

На рис. 4 показаны направления зондирования и регистрации для проведения описываемого эксперимента. Ключевой является способность регистрирующей системы получать распределение сигнала в зависимости от двух переменных – длины волны (спектр) и вертикальной координаты (глубина).

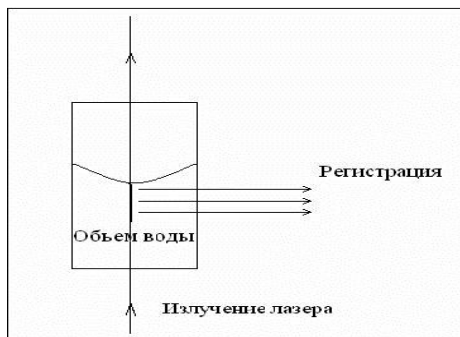


Рис. 4. Идея эксперимента, по лазерному зондированию ПМС.

В качестве источника излучения использовался ИАГ:Nd лазер со светодиодной накачкой. После каскадного преобразования во вторую и четвертую гармоники на выходе фильтром выделялось излучение с длиной волны 266 нм. При частоте повторения импульсов 3 кГц энергия в импульсе 4-ой гармоники составляла около 20 мкДж.

Исследуемый объем воды заливался в кварцевую кювету (необходимо, чтобы стенки кюветы пропускали ультрафиолетовое излучение). Перед проведением измерений кювета тщательно промывалась хромпиком и дистиллированной водой, после помещения пробы закрывалась крышкой с матовой поверхностью, рассеивающей излучение лазера. С помощью короткофокусной ($f = 6.5$ см) кварцевой линзы исследуемый вертикальный столб жидкости проецировался на щель полихроматора МУМ в соотношении 1:1 (объект и щель располагались на двойном фокусном расстоянии от линзы).

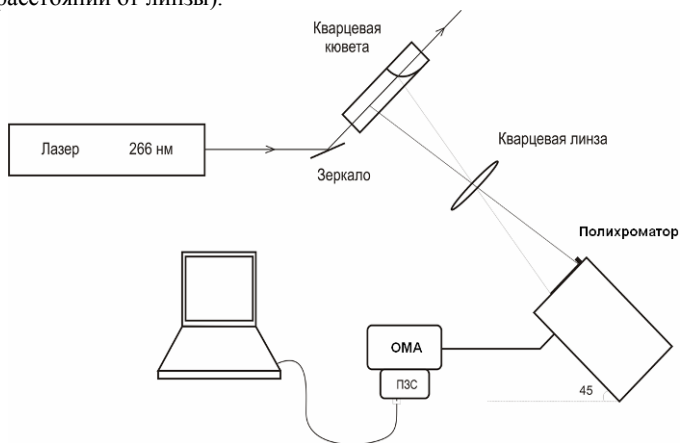


Рис. 5. Схема эксперимента по лазерному зондированию ПМС.

На рис. 5 показана схема расположения элементов при проведении измерений. Изначально кювета располагалась вертикально, но впоследствии мы отказались от такой схемы и перешли к наклонному варианту, представленному на рисунке. Такой вариант имеет несколько преимуществ. Он снимает искажения сигнала флуоресценции, связанные, во-первых, с прохождением через мениск, образующийся на границе со стенкой кюветы, а во-вторых, с полным внутренним отражением от поверхности жидкости.

К полихроматору пристыковывался приемник излучения, представляющий собой отечественный оптический многоканальный анализатор (ОМА), разработанный фирмой ДельтаТех в Научном парке МГУ. Анализатор состоит из электронно-оптического преобразователя на базе стробируемой многоканальной пластины (МКП), приемной ПЗС-матрицы и оптического устройства, переносящего изображение от МКП на ПЗС-матрицу. Анализатор позволяет регистрировать излучение в широком спектральном диапазоне 250-900 нм с достаточно высокой эффективностью.

Полученная спектральная информация с ПЗС матрицы поступает на интерфейс на базе микропроцессора, который осуществляет ее предварительную обработку для последующей передачи через SCSI-контроллер в компьютер. ОМА позволяет получать двумерную картину оптического изображения в плоскости выходной щели полихроматора. Разработанное фирмой ДельтаТех программное обеспечение позволяет считывать информацию из каждой ячейки ПЗС-матрицы, осуществлять работу в режиме реального времени, суммирование по различным направлениям по изображению, дифференцирование, отображение спектральной зависимости по сканируемым каналам, запись спектров на диск и т.п.

Примерный вид спектра представлен на рис. 6. Нас интересуют значения таких параметров, как интенсивность в максимуме полосы флуоресценции, ширина полосы, значение частоты или длины волны в максимуме.

Конечной целью является получение зависимостей этих параметров от вертикальной координаты (глубины), что позволит качественно наблюдать различия между спектральными характеристиками в поверхностном микрослое и в объеме.

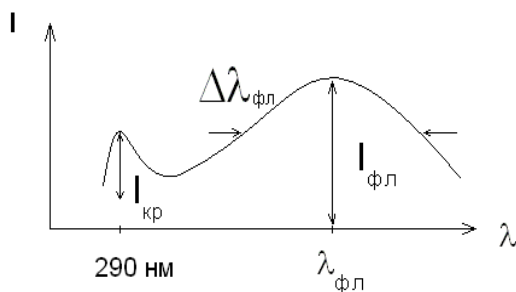


Рис. 6. Общий вид спектра, получаемого в эксперименте по лазерному зондированию ПМС.

В качестве проб использовалась водопроводная вода, которая, как известно, содержит достаточное для чувствительности метода флуоресцентной спектроскопии количество растворенных гуминовых веществ. Пробы разбавлялись в различном соотношении дистиллированной водой и помещались в исследуемую кювету.

На рис. 7 и 8 приведены спектры эхо-сигналов, полученных из слоев толщиной около 50 мкм, расположенных на разной глубине (расстоянии от поверхности раздела вода-воздух): на рис. 7 – на трех глубинах 0 (микронный слой на границе вода-воздух), 1 мм (предполагаемая нижняя граница ПМС) и 1 см (объем воды); на рис. 8 – на разных горизонтах внутри ПМС. Спектры нормированы так, что интенсивность в максимуме полосы КР воды I_{KR} (см. рис. 6) была одинаковой для всех спектров. Это позволяет сделать заключение об изменении интенсивности флуоресценции ГВ в предположениях, что аппаратные факторы (интенсивность лазерного излучения, оптические характеристики трассы, чувствительность приемника и др.) одинаковы для сигналов из всех слоев и сечение КР воды, используемого в качестве внутреннего репера, не изменяется по глубине.

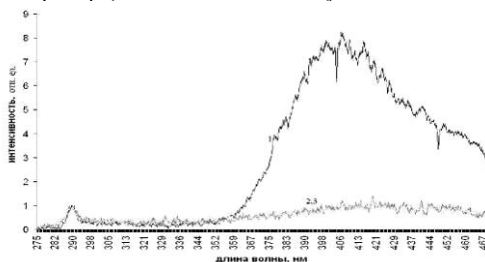


Рис. 7 Спектры эхо-сигналов, полученных из слоев толщиной около 1 мкм расположенных на разной глубине (расстоянии от поверхности раздела вода-воздух): 1 – микрослой на границе вода-воздух; 2 – слой на глубине 1 мм; 3 – слой на глубине 1 см (объем воды).

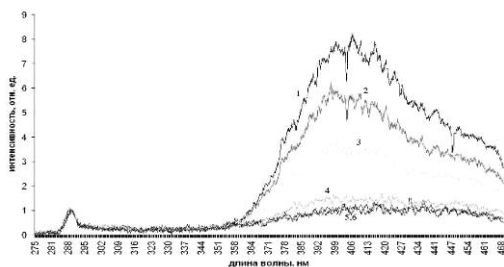


Рис. 8 Спектры эхо сигналов из слоев толщиной около 1 мкм из ПМС: 1 – слой на границе вода-воздух; 2 – слой на глубине 150 мкм; 3 – слой на глубине 250 мкм; 4 – слой на глубине 350 мкм; 5 – слой на глубине 450 мкм; 6 – слой на глубине 600 мкм.

На рис. 9 представлена зависимость флуоресцентного параметра Φ_0 от вертикальной координаты.

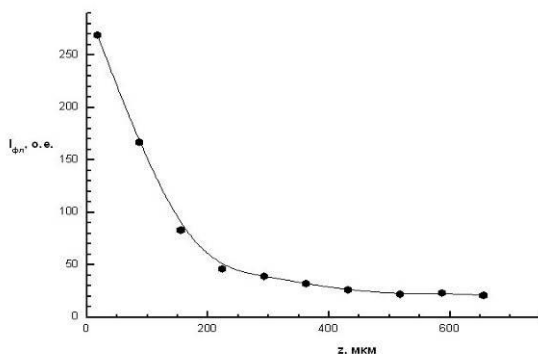


Рис. 9. Зависимость интенсивности флуоресценции (нормированной на интенсивность КР воды от глубины горизонта.

Как видно из рис. 9, сигнал флуоресценции максимален на поверхности. Толщину слоя, в котором наблюдается резкое возрастание сигнала, можно оценить как 200 – 300 мкм. Величина сигнала в микрослое отличается от его величины в объеме в 8 – 10 раз.

Рис. 10 иллюстрирует смещение максимума полосы флуоресценции при приближении к поверхности раздела вода-воздух.

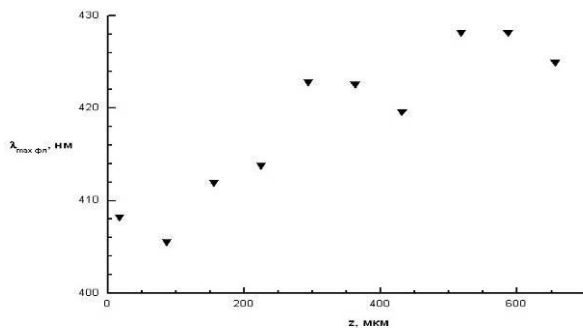


Рис. 10. Зависимость длины волны в максимуме полосы флуоресценции от глубины.

Зависимость имеет минимум вблизи поверхности, то есть гуминовые вещества, находящиеся в микрослое, флуоресцируют в более высокочастотной области. Смещение максимума полосы составляет 20 – 30 нм.

Заключение

В работе рассмотрена возможность лазерного зондирования поверхностного микрослоя водной среды, предложен вариант осуществления такого зондирования, получены первые результаты по флуоресцентной спектроскопии растворенных в микрослое гуминовых веществ.

По-видимому, происходит концентрация гуминовых веществ в приповерхностном слое толщиной порядка нескольких сотен микрон. Замечены различия спектров флуоресценции, находящихся в объеме и в ПМС. Скорее всего, это свидетельствует о том, что в ПМС концентрируются ГВ, обладающие несколько иными физико-химическими свойствами, чем в объеме.

Выполненные эксперименты (как для проб воды из ПМС, так и в режиме лазерного зондирования) следует рассматривать как рекогносцировочный. Полученная информация носит качественный характер, однако, она стимулирует дальнейшие более точные исследования как в лабораторных, так и в натуральных условиях.

Одним из приложений результатов такого исследования могло бы быть создание основы для дистанционного лазерного зондирования ПМС в моностатической схеме (в частности, с борта судна). Зная, как меняются характеристики флуоресценции ГВ по глубине (в микронном масштабе), можно решать обратную задачу, входными данными в которой будут зарегистрированный спектр эхо-сигнала, а выходными, например, толщина ПМС.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 05-05-65075)

Литература

1. *Baier R.E., Goupil D.W., Perlmutter S., King R.* Dominant chemical composition of sea-surface films, natural slicks, and foams, 1974, vol. 8, p. 571-600.
113. *Macintyre F.* Non-lipid-related possibilities for chemical fractionation in bubble film caps. // *Journal de Recherches Atmospheriques*, 1974, vol. 8, p. 515-527.
114. *Гинзбург А.И., Федоров К.Н.* Приповерхностный слой океана. // Л.: Гидрометеоиздат, 1978
115. The sea-surface microlayer and its role in global change. GESAMP, WMO, Geneva, 1995.
116. *Латишин В.Б.* Поверхностный микрослой океана (физические свойства и процессы). // Дисс... докт. физ.-мат. наук, Москва: Физический факультет, МГУ, 1999
117. *Frew N.M., Houghton L.A., Witzell W.E., Jr.* Variability of surface film distributions in a coastal ocean regime. // 16th symposium on boundary layers and turbulence. 9-13 August 2004, Portland, Maine, USA, Report 8.7
118. *В.В. Фадеев, С.А. Буриков, П.А. Волков, В.Б. Латишин, А.В. Сыроешкин* Спектры комбинационного рассеяния и флуоресценции воды из поверхностного микрослоя моря // *Океанология* (В печати).
119. *Латишин В.Б., Украинский В.В.* Погрешности определения солености поверхностного слоя океана при отборе проб сеткой Гаррета // *Океанографические аспекты охраны морей и океанов от химических загрязнений*. Гидрометео издат. 1988. с. 59-62.
120. *Латишин В.Б., Украинский В.В.* Химический состав проб поверхностного слоя океана, отобранных капиллярным пробоотборником // *Океанографические ас-*

- пекты охраны морей и океанов от химических загрязнений. Гидрометео издат. 1988. с. 63-65.
121. *Garrett W.D.* Collection of slick-forming materials from the sea surface // *Limnol. Oceanog.* 1965. vol.10, p.602-605
 122. *Burikov S.A., Dolenko T.A., Fadeev V.V., Sugonyaev A.V.* Identification of organic salts and determination their concentrations in water solutions above the water Raman valence band using artificial neural networks. // *Pattern Recognition and Image Analysis*, 2005, v.15, N 2, pp.520-523
 123. *Доленко С.А, Бойчук И.В, Доленко Т.А., Фадеев В.В.* Лазерная флуориметрия сложных органических соединений с использованием искусственных нейронных сетей. // *Квантовая электроника*, 2001, т.31, №9, с.834-838.
 124. *V.V. Fadeev, T.A. Dolenko, A.A. Banishev, P.N. Litvinov, et all.* Matrix method in laser fluorimetry of organic compounds. // *Proceedings of SPIE, Opto-Ireland 2005: Optical Sensing and Spectroscopy*, 2005, v. 5826, pp.44-55
 125. *Dolenko S.A., Dolenko T.A., Fadeev V.V., Gerdova I.V., et all.* Time-Resolved Fluorimetry of Two-Fluorophore Organic Systems Using Artificial Neural Networks. // *Optics Communications*, 2002, v.213, No. 4-6, pp, 309-324

РАЗРУШЕНИЕ ЛИТОСФЕРЫ ЗЕМЛИ, СОПРОВОЖДАЮЩЕЕСЯ ВЫХОДОМ ГИПОЦЕНТРОВ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ НА ПОВЕРХНОСТЬ

Воронина Е.В.

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

Введение

Известно, что механические свойства горных пород, слагающих верхние оболочки Земли, отличаются сложностью и противоречивостью. Верхняя оболочка Земли – литосфера в целом считается упругой, но одна и та же горная порода, в зависимости от длительности и интенсивности нагружения обладает и свойством хрупкости, так и – текучестью. Подстилающая ее астеносфера, под действием длительного нагружения, приобретает вязкие свойства. Вместе с тем, даже в слое пониженных скоростей, распространяются упругие сейсмические волны.

Гравитационное сжатие верхних оболочек Земли уравновешивается литологическим давлением в ее более глубоких недрах и хорошо обеспечивает условия равновесия литосферы в целом. Однако, процессы возникновения глубоких и промежуточных землетрясений не могут быть объяснены с позиций механики упругой среды. Они объясняются особенностями деформации горных пород: в первую очередь- термодинамическими условиями в нестабильных сейсмически активных областях.; наличием неоднородностей в составе и структуре вещества горных пород; скоростью деформирования неупругой среды и длительностью процесса ее нагружения. При этом известно, что при кратковременном нагруже-

нии, происходящем с большой скоростью деформирования, среда становится хрупкой, а при длительном нагружении с малой скоростью деформирования, - приобретает свойства пластичности. Именно процесс медленного накопления напряжений при малых скоростях деформирования внешних оболочек Земли приводит, в конечном счете, к землетрясениям.

В настоящей работе предпринята попытка проиллюстрировать процесс разрушения неупругой литосферы Земли в зависимости от ее реальных физических параметров и с учетом скорости деформационных процессов.

Постановка задачи

Для описания процесса деформирования не вполне упругих тел, каковыми являются литосфера и астеносфера Земли, недостаточно знать зависимость между деформацией и нагрузкой, так как существенную роль играет скорость изменения этих величин. Рассмотрим условия разрушения не вполне упругих тел на примере тела, одномерное деформирование которого подчиняется линейному закону. В общем виде зависимость между определяющими величинами может быть представлена следующим образом [1]:

$$\frac{d\sigma}{dt} + r\sigma = \mu_1 \frac{d\varepsilon}{dt} + \mu_1 n\varepsilon \quad (1)$$

Здесь: t - время, σ - напряжение, ε - полная деформация в среде, μ_1 - модуль сдвига в литосфере, r, n - физические константы среды.

Определим физические константы :

$$r = \frac{\mu_1 + \mu_2}{\eta} \quad (2)$$

где: μ_2 - модуль сдвига в астеносфере, η - вязкость астеносферы. Константа r определяет коэффициент интенсивности релаксации напряжений.

$$n = \frac{\mu_2}{\eta} \quad (3)$$

- коэффициент упругого последействия.

Так как $r \gg n$ - то процесс релаксации напряжений преобладает над процессом упругого последействия. При $n = 0$ реология среды близка к среде тела

Максвелла. При $r \rightarrow \infty, \mu_1 \rightarrow \infty$, но конечном значении отношения $\frac{\mu_1}{r}$ отсутствуют явления релаксации, и среда описывается моделью стандартного линейного тела. Этот случай был впервые описан Томпсоном.

Среда с наследственными свойствами, к которым относятся релаксация и последействие, в естественном состоянии и при медленном деформировании ха-

характеризуется чисто упругими деформациями до тех пор, пока напряжения в среде

σ не превосходят величину пластической постоянной среды σ^* . При этом:

$$\sigma = \frac{\sigma^* (\mu_1 - h)}{\mu_1} + h \varepsilon \sigma^*$$

$$h = \frac{\mu_1 n}{r}$$

где: h - модуль упрочнения среды. В общем виде ; при изотерми-

ческих процессах $h = 0$ и всегда $h \ll \mu_1$.

Для медленных процессов, при малой скорости деформирования, выражение

(4) имеет вид линейной зависимости: $\sigma = \sigma^* + h \varepsilon$.

Основываясь на рассматриваемой сложной модели неупругой среды, можно построить теорию хрупкого и вязкого разрушения материала внешней оболочки Земли, предполагая, что хрупкому разрушению соответствует разрыв внешней поверхности литосферы, а вязкому – разрывы во внутренних частях литосферы, причем разрушение развивается с выходом разрывов сплошности среды из внутренних частей оболочки на поверхность. При больших скоростях деформирования, происходит хрупкое разрушение на поверхности, сопровождаемое малыми деформациями. Внешнее разрушение происходит тогда, когда напряжение в среде превышает предел прочности среды σ_b .

Вязкое разрушение во внутренних частях литосферы может происходить без связи с разрушением на поверхности. При этом напряжения в астеносфере должны превосходить предел текучести.

Условие внутреннего разрушения записывается в виде:

$$\mu_2 \left(\varepsilon - \frac{\sigma}{\mu_1} \right) \sigma^* \quad (4)$$

При $\mu_2 \leq \mu_1$ всегда $\sigma^* \ll \sigma_b$ и внутреннее разрушение предшествует внешнему. В этом случае рост пластической деформации осуществляется за счет упругой, не превосходящей предела прочности внешней оболочки.

Оценка моментов внешнего и внутреннего разрушения среды с параметрами модели Земли

На основании обобщенной, сферически симметричной модели строения Земли IASPEI 91 земная кора на глубине 24,4 км. Обладает жесткостью

$$\mu_1 = 68.2$$

ГПа. Предел прочности вещества горных пород приблизительно равен

$$\sigma_b = 500$$

МПа. Астеносферный слой наблюдается в большинстве сейсми-

чески активных регионов. Он характеризуется жесткостью $\mu_2 = 65.6$ ГПа, Эффективная вязкость холодной литосферы $\eta = 2 \times 10^{20}$ Па с при средней скорости деформации $v = 1.1 \times 10^7$ 1/с [2].

Рассмотрим разрушение среды с параметрами внешних оболочек Земли в условиях деформирования с постоянной скоростью, такой что $\varepsilon = vt$. Уравнение (1), в этом случае, приводится к виду:

$$\frac{d\sigma}{dt} + r\sigma = \mu_1 v (1 - nt)$$

Интегрируя это уравнение мы получим зависимость напряжений от времени, по которой могут быть определены моменты внешнего и внутреннего разрушения [1]:

$$\sigma = \frac{(r-n)\mu_1 v}{r^2} (1 - e^{-rt}) + \frac{n\mu_1 v}{r} t$$

Чтобы оценить влияние скорости деформирования перейдем к безразмерной переменной $\tau = rt$. Тогда, момент внешнего разрушения может быть рассчитан из соотношения:

$$\frac{(r-n)\mu_1 v}{r^2} (1 - e^{-\tau_b}) + \frac{n\mu_1 t_b}{r} = \sigma_b$$

где t_b - интервал времени, по истечении которого наступает внешнее разрушение. Отсюда

$$\tau_b \cong \frac{r^2 \sigma_b}{n\mu_1 v} - \frac{(r-n)}{n} \quad (5)$$

Подставив в уравнение (4), вместо σ_b величину σ^* получим выражение, определяющее t^* - интервал времени, по истечении которого наступает разрушение внутренних частей среды. Это соотношение равно:

$$\tau^* \cong \frac{r^2 \sigma^*}{n\mu_1 v} + 1 \quad (6)$$

При малой скорости деформации $\tau^* \ll \tau_b$. Предельное значение скорости, при которой внутреннее разрушение выходит на поверхность может быть получено из уравнения:

$$v_0 = \frac{r^2 \sigma^*}{n \mu_1} (\tau_0 - 1 + e^{-\tau_0})$$

(7)

Подставим значения, близкие к параметрам модели Земли в уравнения

(2), (3). Примем: $\mu_1 = 7 \times 10^{10}$ Па, $\mu_2 = 6 \times 10^{10}$ Па,

$\eta = 2 \times 10^{20}$ Пас. Получим: $r = 6.5 \times 10^{-10}$ 1/сек,

$n = 3 \times 10^{-10}$ 1/сек. Релаксационные процессы во внешних оболочках Земли

преобладают над последствием. При $\sigma_b = 5 \times 10^8$ Па деформация внешнего

$$\varepsilon_0 = \frac{\sigma_b}{\mu_1} = 0.71 \times 10^{-2}$$

слоя, а из условия внутреннего разрушения (4)

получим $\sigma^* = 2.29 \times 10^8$ Па. Тогда, на основании (5) $\tau_b = 1.17$, а момент внешнего разрушения наступит по истечению интервала времени

$$t_b = \frac{\tau_b}{r} = 0.179 \times 10^{10} \text{ с} = 57,14 \text{ лет}$$

соответствии с (6). Внутреннее разрушение, в наступит через

$$t^* = \frac{\tau^*}{r} = 0.154 \times 10^{10} \text{ сек} = 49 \text{ лет}$$

. Разность моментов внешнего и внутреннего разрушения около 8 лет. Величина скорости деформирования, при которой внутреннее разрушение переходит во внешнее, согласно (7)

$v_0 = 9,21 \times 10^{12}$ 1/сек при этом $\tau^* = \tau_b$. По данным [2] скорость де-

формирования разогретой астеносферы равна 5.2×10^{21} 1/сек.

Разумеется, приведенные оценки являются приблизительными, поскольку вариации параметров Земли в различных сейсмически активных региона весьма существенны. Кроме того, модель одномерного деформирования также является

только первым приближением. Однако, полученные оценки подтверждаются результатами наблюдений.

Наблюдения выхода очагов на поверхность и интерпретация полученных результатов

Дальневосточная зона

Дальневосточная зона сейсмической активности является переходной зоной между азиатским континентом и Тихим океаном. Она характеризуется мозаичной структурой блоков различного типа и разной стадии развития. Границей между Евразийской и Тихоокеанской плитами с континентальной стороны являются глубинные разломы вдоль Сахалина, а с океанической – Курило-Камчатский желоб.

Сахалинская сейсмоактивная зона

Характерной особенностью внутренней структуры сахалинской зоны является рифтовая структура под Татарским проливом шириной около 50 км. Земная кора под островом Сахалин порядка 35–40 км. Нижняя граница литосферы залегает на глубинах около 55 км. Астеносфера характеризуется понижением скоростей распространения Р волн от 8,1 км/сек до 7,8 км/сек. В астеносфере имеет место частичное плавление, что приводит к апвеллингу астеносферы.

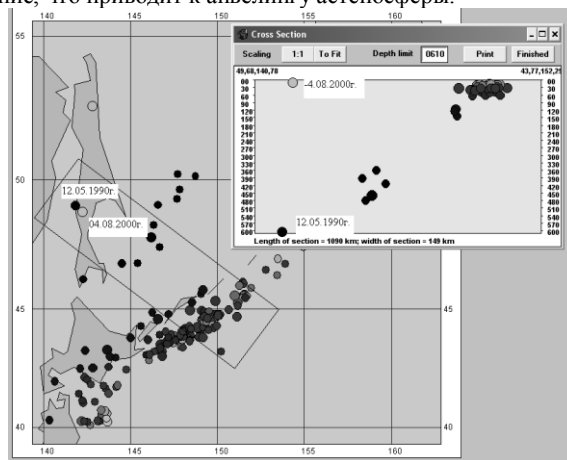


Рис.1. Карта эпицентров сильных землетрясений сахалинской сейсмоактивной зоны и прилегающих территорий.

На рис. 1. приводятся эпицентры землетрясений дальневосточного региона с магнитудой больше 6,0 за период с 1973 по 2005 год. Область анализируемой зоны выделена рамкой. На врезке справа представлен глубинный разрез выделенной области. Максимальная глубина разреза 610 км. Разрез ориентирован вквост простирания зоны субдукции курильской островной дуги. На врезке отчетливо просматривается

риваются гипоцентры землетрясений, связанных с областью субдукции. Землетрясения, ассоциирующиеся с глубинными разломами вдоль острова Сахалин, обозначены датами.

Два землетрясения на острове Сахалин произошли с интервалом в 10 лет, имеют практически одну эпицентральною область, но различаются по глубинам на 600 км.

Данные о землетрясениях [3] на острове Сахалин даны в таблице 1.

Таблица 1.

Дата	Время в очаге землетрясения	Широта	Долгота	Глубина	Магнитуда
12.05.1990г.	04-50-09	49.04	141.85	605	6.8
04.08.2000г.	21-13-03	48.79	142.25	10	7.1

Поверхностное землетрясение 2000 года в районе Нефтегорска известно как наиболее разрушительное, приведшее к гибели почти 2000 человек. При более детальном изучении глубинной структуры и параметров сейсмичности очаговой зоны оно могло быть предсказано.

Курильская зона субдукции

Курильская зона субдукции погружается под структуру микроплиты Охотского моря вплоть до глубин 700 км. под углами от 400 до 450 . Астеносферный слой прослеживается на глубинах от 150км. до 250км.

На рис.2. показаны результаты анализа этой зоны.

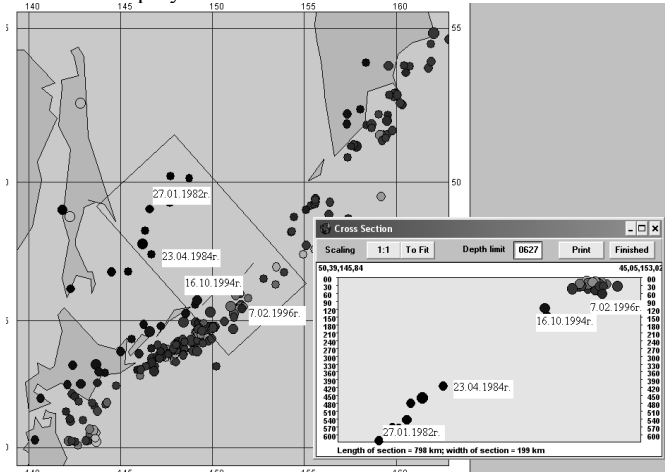


Рис.2. Анализ Курильской зоны субдукции.

Эпицентры глубоких землетрясений наблюдаются в южной части акватории Охотского моря. Она также неоднородна, разбита на блоки, разделенные разломами. Но эта неоднородность связана с поверхностными структурами. Здесь можно проследить несколько цепочек очагов, выходящих на поверхность. Здесь приводится одна из них. Данные о землетрясениях [3] даны в таблице 2.

Таблица 2. Данные о землетрясениях Курильской зоны субдукции.

Дата	Время в очаге землетрясения	Широта	Долгота	Глубина	Магнитуда
27.01.1982г.	09-55-39	50.21	147.73	622	6.1
23.04.1984г.	21-40-35.5	47.42	146.69	414	6.2
16.10.1994г.	05-10-01	45.75	149.17	116	6.8
07.02.1996г.	21-36-46	45.32	149.89	42	7.2

Камчатская сейсмоактивная зона

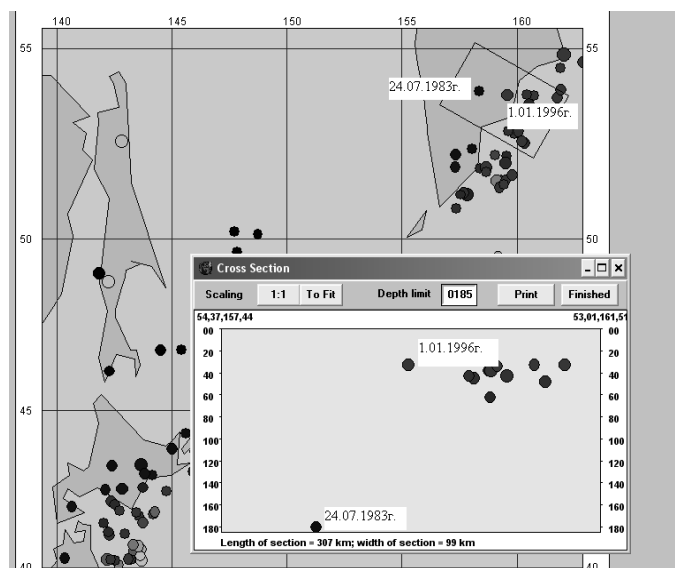


Рис. 3. Сейсмоактивная зона центральной Камчатки.

Как видно из глубинного разреза, приведенного на рис.3. камчатская сейсмоактивная зона представляет собой область, преимущественно поверхностной сейсмической активности. Гипоцентры глубоких землетрясений не превышают 200 км. По данным о сильных землетрясениях зона субдукции прослеживается слабо. В данной работке выбраны для анализа два наиболее сильных землетрясения в сухопутной части Камчатки с близкими эпицентрами. Данные о землетрясениях приведены в таблице 3.

Таблица 3. Данные о землетрясениях центральной части Камчатки.

Дата	Время в очаге землетрясения	Широта	Долгота	Глубина	Магнитуда
24.07.1983г.	23-07-31	53.93	15.8.37	180	6.1
01.01.1996г.	09-57-51	53.83	15.9.59	33	6.6

Зона субдукции у берегов Южной Америки

Южноамериканское побережье Тихого океана характеризуется активными

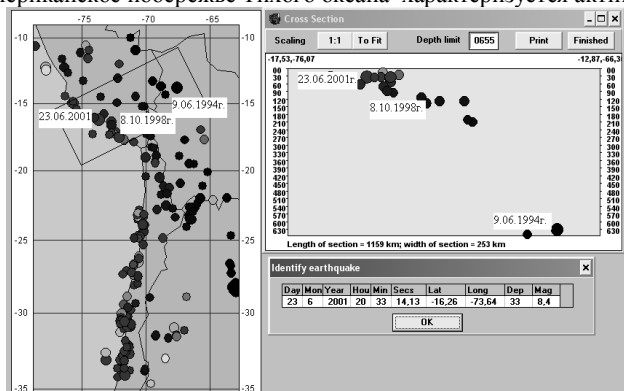


Рис.4. Землетрясения на западном побережье Южной Америки

областями, связанными с границей между плитой Наска и континентальными структурами. Зона субдукции прослеживается уверенно до глубин около 800 км. Плита Наска является очень динамичной структурой, относительная скорость смещения взаимодействующих плит порядка 78 мм/год.

В настоящей работе рассмотрена область наиболее сильного за последние годы землетрясения у побережья Перу, произошедшего 23 июня 2001 года и сопровождавшегося интенсивным цунами. В результате землетрясения и цунами погибло 75 человек, разрушены исторические здания на побережье. Выход очага на поверхность подтверждают данные о глубинном разрезе рассматриваемого района.

Таблица 4. Данные об очагах перуанского землетрясения 2001 года.

Дата	Время в очаге землетрясения	Широта	Долгота	Глубина	Магнитуда
09.06.1994г.	01-15-18	-14.36	-68.44	650	6.1
08.10.1998г.	04-51-43	-16.12	-71.40	136	6.4
23.06.2001г.	20-33-14	-16.26	-73.64	33	8.4

Общим для рассмотренных областей Тихоокеанского сейсмического пояса является то, что при выходе очагов землетрясений с глубины на поверхность Земли магнитуды землетрясений резко возрастают.

Зона внутриконтинентальной коллизии Центральной Азии

Области внутриконтинентальной коллизии сложнее для интерпретации по причине отсутствия ярко выраженного астеносферного слоя. Для анализа выбрана зона глубокофокусных землетрясений в так называемой «язычковой» зоне Гиндукуша. Горная система Гиндукуша образована внедрением жесткой плиты Индостана в структуры упругопластической Евразии. Высокая концентрация очагов землетрясений на границах плит объясняется субдукцией литосферы Евразии под Тибетскую плиту. Предполагается, что глубине имеют место горячие плюмы. По каналам, идущим от этих плюмов, происходит подъем более легкого вещества на поверхность Земли. Очаги сильных землетрясений приурочены к зонам соприкосновения встречных массопотоков. В таких районах возможен как выход очагов глубоких землетрясений на поверхность, так и обратных процесс – их погружение.

На рис.5. представлены эпицентры сильных землетрясений азиатского региона. «Язычковая» зона Гиндукуша выделена рамкой. На врезке справа показан глубинный разрез зоны. Максимальная глубина разреза 243 км. Большая часть, происходящих в этой зоне землетрясений, не выходит на поверхность.

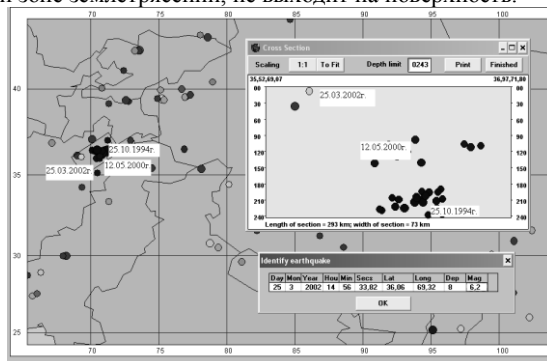


Рис.5. Эпицентры сильных землетрясений Центральной Азии.

Цепочка выделенных событий показывает ориентацию поверхности контакта встречного массопереноса. В некоторой степени она подобна зоне субдукции. Данные о землетрясениях приведены в таблице 5.

Таблица 5. Данные о землетрясениях «язычковой» зоны Гиндукуша.

Дата	Время в очаге землетрясения	Широта	Долгота	Глубина	Магнитуда
25.10.1994г.	00-54-34	36.	70.	238	6.2
12.05.2000г.	23-10-29	35.	70.	107	6.3
25.03.2002г.	14-56-34	36.	69.	8	6.2

002г.		06	32		
-------	--	----	----	--	--

Для рассмотренных землетрясений не наблюдается увеличение магнитуды при выходе на поверхность Земли. Область «язычковой» зоны Гиндукуша оказалась более сложной для анализа, несмотря на предполагаемый подъем масс горных пород.

Заключение

В настоящей работе предложена модель разрушения внешних оболочек Земли в представлениях упругопластической среды. Разработана методика оценки временных параметров разрушения в зависимости от реальных физических свойств литосферы и астеносферы Земли и реальной скорости деформационных процессов.

Определяющую роль в процессе выхода очагов глубоких землетрясений на поверхность Земли играет наличие в структуре сейсмоактивного региона астеносферного слоя и его физические параметры. В отсутствие, или слабой выраженности астеносферного слоя внешняя оболочка Земли разрушается раньше внутренней и выхода глубинных землетрясений на поверхность не наблюдается.

Знание реальных физических параметров строения сейсмоактивного региона позволяет рассчитать время выхода глубинного разрушения на поверхность. В этом смысле, предлагаемая методика носит прогностический характер.

На продемонстрированном материале наблюдений в разных сейсмически активных регионах очевидно, что выход глубинных очагов на поверхность имеет место в областях субдукции и рифтогенеза. Область внутриконтинентальной коллизии оказалась более сложной для анализа.

Литература

1. А.Ю.Ишлинский, Д.Д.Ивлев «Математическая теория пластичности», М., Физматлит, 2003г., 701с.
126. В.А.Магницкий «Внутреннее строение и физика Земли», М., Изд МГУ. 2006г.,379с.
127. <http://www.neic.usgs.gov/>

ВАРИАЦИИ НАПРЯЖЕНИЙ В ОЧАГОВЫХ ЗОНАХ ПЕРЕД СИЛЬНЫМ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЕМ

Воронина Е.В., Лукьянов И.В.

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

Введение

Настоящая работа исследует вариации напряжений в очаговых зонах перед сильными землетрясениями.

Основной задачей сейсмологии является прогноз сейсмической активности. Особенно актуален этот вопрос в зонах субдукции и на активных окраинах континентов, то есть в зонах повышенной сейсмической активности. Большинство землетрясений, происходящих на нашей планете, имеют сдвиговую подвижку, и следовательно их можно представить моделью двойного диполя. Необходимо понимать, что рассматриваемая нами среда изначально находится в равновесном упругом состоянии. Параметры этого равновесного состояния определяются процессом нагружения среды, который складывается из гравитационных сил, сил инерции, обусловленных вращением Земли, и горизонтальной составляющей, определяемой глобальной тектоникой Земли. При землетрясении среда переходит от равновесного упругого состояния к неравновесному упругопластическому состоянию. При этом происходит эволюция параметров нагружения среды. Понять суть процессов эволюции этих параметров можно, анализируя диаграмму состояния среды.

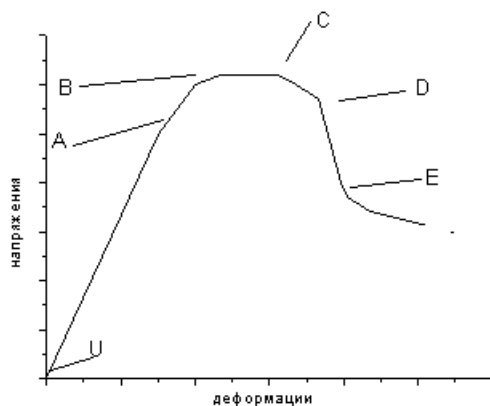


Рис.1 Диаграмма состояния среды

Первый участок диаграммы - линейный. Он определяется для малых деформаций с малыми скоростями и описывается обобщенным законом Гука. На этом участке не происходит разрушения среды. После прохождения линейного участка среда достигает предела текучести, а затем предела прочности и переходит от упругого равновесного состояния к неравновесному состоянию пластического течения, после которого следует снятие напряжений, то есть землетрясение. Если среда перешла через предел текучести, то через некоторое время обязательно произойдет снятие напряжений. Настоящая работа и рассматривает закономерности этого перехода, особое внимание уделяется вариациям предела текучести во времени.

Исследуется представительный объем геофизической среды, который моделируется как система неоднородных и анизотропных блоков. Каждый блок

имеет свои размеры и распределения плотностей и упругих модулей. Построение модели среды ведется по аналогии с теорией физической мезомеханики, в частности вводится модель дислокационного скольжения [1]:

1. Деформации, связанные со скольжением, реализуются посредством сдвига, по линиям скольжения. Скольжение начинается с того момента, как касательное напряжение становится больше предела текучести.

2. Внутри каждого блока критерий текучести, по всем направлениям, имеет одно и тоже значение. Это связано с тем, что блоки принимаются однородными и изотропными.

3. Полная деформация в данной точке определяется как сумма накопленных пластических деформаций по всем активным системам скольжения.

Процессы текучести среды происходят при малых деформациях, то есть, нет выделения тепла за счет внутреннего трения по берегам разрыва. Это положение позволяет нам рассматривать среду в первом приближении в изотерических условиях, а также пренебречь процессами деформационного упрочнения. Что подтверждается наличием горизонтального участка текучести на диаграмме состояния среды. То есть используются изотермические модули упругости.

Эволюции параметров нагружения среды соотносится с эволюцией сейсмической активности в данном регионе, с этой целью строится зависимость моментной магнитуды от времени. Моментная магнитуда выбирается еще и потому, что она определяется через статический сейсмический момент, который в свою очередь пропорционален средней подвижке в очаге. Это опять относит нас к механике очага землетрясения, а также нам удобна работа в терминах деформаций и напряжений, так как это доступный экспериментальный материал.

Постановка задачи

Постановка задачи включает в себя условия равновесия среды, условия пластичности, условия несжимаемости и условия изотропности. Таким образом, имеем для двумерной задачи пять уравнений и пять неизвестных (две координаты смещений и три компоненты тензора напряжений).

В пределах блока изначально среда является несжимаемой и находится в состоянии равновесия [4]. Уравнения равновесия для такой системы, в декартовой системе координат имеют вид:

$$\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} = 0$$

$$\frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} = 0$$

Декартова система координат связана с географической так, что ось x направлена на север, y на восток, а z к центру Земли.

$$\sigma_{ij}, i, j = 1, 2$$

Напряжения определяются тензором напряжений σ_{ij} . При этом тензор напряжений представляется в виде суммы двух компонент упругой и пластической.

$$\sigma_{ij} = \sigma_{упр} + \sigma_{пласт}$$

Для малых деформаций, о которых и пойдет речь ниже, тензор напряжений связан с тензором деформаций по средствам обобщенного закона Гука [8]

$$\sigma_{ij} = \lambda \theta \delta_{ij} + 2\mu(e_{ij} - \varepsilon_{ij}^P)$$

$$e_{ij} = e_{ij}^e + \varepsilon_{ij}^P$$

Здесь λ , μ – коэффициенты Ламе, полная деформация представляется как

сумма упругой (e_{ij}^e) и пластической (ε_{ij}^P) деформаций, при этом упругая часть деформации определяется условиями нагружения среды, а пластическая часть внутренними свойствами горных пород.

Условия изотропности среды соответствуют коаксиальности тензора напряжений и тензора скорости деформации [7]:

$$\sigma_x \dot{\varepsilon}_{xy} + \tau_{xy} \dot{\varepsilon}_y = \tau_{xy} \dot{\varepsilon}_x + \sigma_y \dot{\varepsilon}_{xy}$$

$$\dot{\varepsilon}_{xy} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)$$

Условие несжимаемости среды определяется, как равенство нулю дилатации.

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0$$

Условие пластичности Треска, согласно которому, пластические течения в среде возникают при достижении максимальными касательными напряжениями критических значений [3]:

$$\left| \tau_{\max} \right| = \frac{\sigma_i - \sigma_j}{2} \geq k, \quad \text{где } k \text{ – пластическая постоянная среды.}$$

$i, j = 1, 2$

$$\theta = \pm \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{2\tau_{xy}}{\tau_{yz} + k}$$

$$\frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2} = k$$

Отсюда получаем условие текучести при сдвиге. θ – угол между направлением действия максимальных касательных напряжений и направлением на географический север.

Исходные данные

Итак, перед нами стоит задача отбора данных, для решения поставленной задачи. Во-первых, нас будут интересовать сильные землетрясения, имеющие сдвиговую подвижку, это позволит нам рассматривать плоскую модель среды. Во-вторых, среда, рассмотренная в теоретической части работы, моделировалась как упругопластическая, то есть предпочтительно, чтобы эпицентры землетрясений находились не в базальтовом слое, а в гранитном, так как гранитные породы содержат включение такого пластического минерала как кварц. Таким образом, желателен отбор поверхностных землетрясений. Надо отметить, что для сильных событий это условие, как правило, выполняется.

Исходные данные, которые использовались в настоящей работе, брались с сайта национальной сейсмологической службы США [9]. Прежде всего, были отобраны крупнейшие землетрясения за период с 2000 по 2005 года. Данные о землетрясениях представлены в таблице 1.

Таблица 1.

Дата (год, мес. день)	Время в очаге (часы, минуты, секунды)	Широта , град.	Долгота, град.	Глубина, км	Магнитуда M_w	Регион
00.06.04	16:28:46	-4.730	101.940	43.9	7.9	Юж. Суматра
00.11.16	04:55:36	-4.560	152.790	24.0	8.0	Новая Ирландия
01.06.23	20:34:23	-17.280	-72.710	29.6	8.4	Перу
01.11.14	09:27:15	35.800	92.910	15.0	7.8	Китай
02.11.03	22:13:28	63.230	-144.890	15.0	7.9	Аляска
03.09.25	19:50:38	42.210	143.840	28.2	8.3	Хоккайдо
03.11.17	06:43:31	51.140	177.860	21.7	7.8	Алеутские о- ва
04.12.23	14:59:30	-49.910	161.250	27.5	8.1	о-ов Святого Макария
04.12.26	01:01:09	3.090	94.260	28.6	9.0	Суматра

Как видно из таблицы, минимальная магнитуда, выбранных событий, составляет 7.8, все землетрясения являются поверхностными, самое глубокофокусное находится на глубине 43.9 км. В таблице также приведены параметры эпицентров землетрясений, то есть их точное время, долгота, широта и глубина. Для наглядности справа указаны регионы, в которых происходили приведенные события. Хочу подчеркнуть, что два землетрясения располагаются в Индонезии, и два - на Аляске, в дальнейшем, при анализе результатов, мы будем иметь возможность провести сравнительный анализ различных крупных событий, в одном регионе.

Отбор событий, прежде всего, проводился по моментной магнитуде M_w . Это объясняется тем, что моментная магнитуда определяется через статический сейсмический момент, который в свою очередь пропорционален средней подвижке в очаге [2].

$$M_w = \frac{2}{3} \log M_0 - 10.7$$

$$M_0 = \mu \bar{u} S$$

Таким образом, построив зависимость моментной магнитуды от времени можно, в первом приближении, оценить подвижки в очаге, в каждом конкретном регионе.

Для каждого события была проведена оценка размеров области очаговой зоны. Оценка позволила определить границы, в пределах которых и проводились настоящие исследования. В вышеупомянутой сейсмологической службе были сделаны запросы двух типов. Первый запрос был сделан на события, с магнитудой на 2,0 меньше, чем основное событие в регионе. Второй запрос на события, с магнитудой от 4,0, в соответствующих очаговых зонах, для каждого региона в отдельности. Эти запросы, охватывающие периоды с 1977 по 2006 года, прежде всего, делались по двум параметрам: моментной магнитуде и данных о механизме очага, которые трактовались, согласно критерию Треска, как предел текучести среды. Построение зависимости вариации напряжений от времени даст нам представление о характере тектонических процессов и режиме нагружения, происходящих в данном регионе. Оценка проводилась по следующим эмпирическим зависимостям [8]:

$$M_w = 0.98 \log A_r + 4.07$$

$$\log A_r = \frac{M_w - 4.07}{0.98}$$

$$A_r \cong 0.5L^2$$

$$L = (2A_r)^{1/2}$$

Здесь L - размер очаговой зоны в километрах, A_r - площадь очаговой зоны. Соотношения справедливы для событий, магнитуды которых лежат в пределах:
 $7,5 \leq M_w \leq 9,0$

Обработка данных

Обработка собранного материала наблюдений проводилась по двум направлениям: выявление характерных особенностей поведения зависимости предела текучести от времени, с согласованием этих особенностей с зависимостью

моментной магнитуды от времени, и выяснение возможности прогноза землетрясения по выявленным закономерностям.

На первом этапе обработки были построены зависимости предела текучести от времени и магнитуду от времени для каждого крупного события. Для наглядности эти зависимости помещались на один график. Зависимости были аппроксимированы полиномами четвертого порядка, так как решением неоднородного волнового уравнения для волн напряжений является функция смещений четвертой степени.

Общим для всех построенных кривых является тот факт, что перед сильным событием среда переходит в состояние, при котором предел текучести стремится к нулевому значению. Это факт, а также математическая аппроксимация полиномами второго и четвертого порядков позволяет рассматривать предложенную методику, как прогностическую.

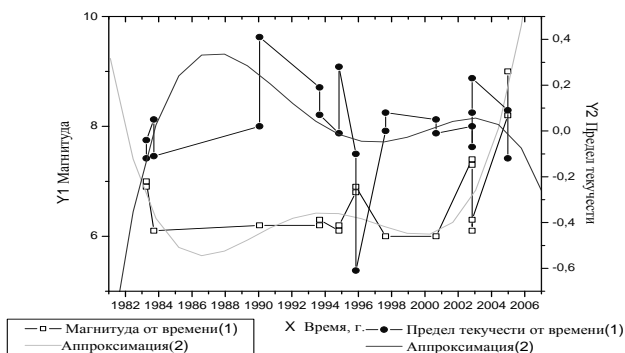


Рис.2 Кривые вариации предела текучести среды в районе о-ва Суматра.

Вторая часть обработки основывалась на установленной закономерности: перед сильным землетрясением предел текучести стремится к нулевому значению. Обработка проводилась в пакете Statistica. Был сделан прогноз временного ряда, по данным, которые имелись на момент, предшествующий конкретному крупному событию.

Для того, чтобы спрогнозировать дальнейшее поведение временного ряда, к нему необходимо подобрать авторегрессионную модель. Такая модель может быть основана на методе проинтегрированного скользящего среднего, методе авторегрессии или совокупности этих двух методов. Методы применяются для стационарных временных рядов, со значениями заданными через определенный промежуток времени. Так как, наблюдаемые данные не имеют такого четкого временного интервала, то недостающие данные заполнялись методом интерполяции по ближайшим точкам, после чего ряд приводился к стационарному виду.

Оценка качества приведения ряда к стационарному виду проводилась по данным автокорреляции и частной автокорреляции. Процедура приведения ряда к стационарному виду проводилась путем последовательного изменения временного ряда. После каждого изменения проводился анализ автокорреляции. Прежде всего, к временным рядам применялось логарифмическое преобразование, которое поз-

воляет уменьшить амплитуды колебаний в ряде. На последующем этапе применялась процедура взятия разности по формуле[10]:

$$x = x - x(\text{lag})$$

Смысл этого преобразования в том, что из текущего значения ряда вычитается предыдущее, со сдвигом на lag и результат представляется в качестве значений нового временного ряда. Подбирая различные значения лагов, по данным автокорреляции, временные ряды приводились к стационарному виду. После этого, эмпирическим путем подбирались сезонные и регулярные параметры скользящего среднего или авторегрессии.

Очевидным является тот факт, что использование операции взятия разности не возможно для рядов, с маленькой статистикой. Именно этим и объясняется неудача в прогнозировании событий на Аляске, Китае и острове Св. Макария.

Для всех остальных событий был сделан прогноз временного ряда. По времени прогнозировался период в один год, этого хватало, чтобы захватить прогнозируемое крупное событие. Все шесть прогнозов дали положительный результат, с точки зрения прогнозируемого крупного события.

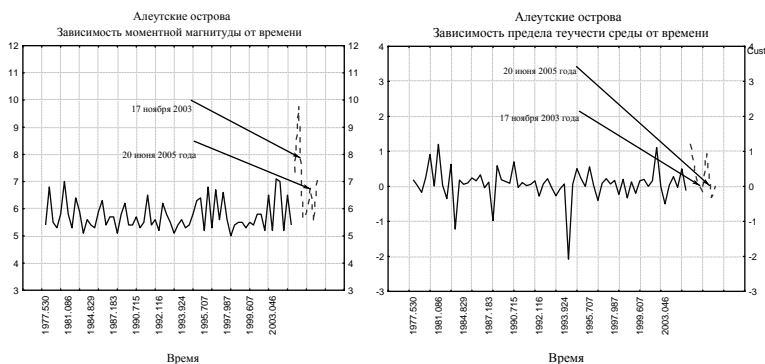


Рис.3 Статистическая обработка временных рядов для региона Алеутских островов.

Интерпретация результатов

Первичная обработка данных выявляет следующие четыре типа кривых.

Первый тип характерен для следующих регионов: островов св. Макария и Суматра. Для этих событий характерен тот факт, что среда переходит от сжатия к растяжению. Кривые аппроксимации таких зависимостей имеют обратные знаки.

Второй тип кривых характерен для таких регионов, как остров Хоккайдо и Алеутские острова. Несмотря на то, что кривые аппроксимации не имеют противоположных знаков, хорошо видно, что увеличение магнитуды соответствует уменьшению предела текучести и его вариации около нулевого значения, как и в первом типе. Среда переходит от состояния растяжения к сжатию. При этом понижается предел текучести среды. В науке этот эффект носит название эффекта Баушингера.

Третий тип зависимостей построен для Новой Ирландии и Южной Суматры. Здесь нет перехода среды от состояния растяжения к состоянию сжатия. Среда изначально находится в состоянии сжатия, и остается в нем же. Однако пре-

дел текучести перед сильным событием, как и в предыдущих двух случаях стремится к нулю. Гипотеза Баушингера не наблюдается. Причина этому – отличие в глобальной тектонике региона.

Четвертый тип кривых характерен тем, что полученные зависимости были аппроксимированы кривыми не четвертой, а второй степени. В этот тип попали такие регионы как: Аляска, Китай и Перу. При этом для Перу гипотеза Баушингера выполняется, а для Китая и Аляски – нет.

Анализ прогноза землетрясений

Данные анализа по прогнозу удобно представить следующей таблицей:

Таблица 2.

Регион	Время прогноза	Моментная магнитуда прогнозируемого события	Истинное время	Истинная магнитуда
Новая Ирландия	02.01.01	5.9	28.12.00	6.2
Перу	17.02.02	5.8	24.02.02	5.3
Хоккайдо	06.12.04	6.4	06.12.04	6.8
Алеуты	20.06.05	6.8	14.06.05	6.8

Приведенная таблица показывает, что в ряде случаев вполне возможен прогноз по предлагаемой методике. Безусловно, предлагаемый метод не решает проблему прогноза, однако он основывается на данных о состоянии нагружения среды, что выгодно выделяет среди других методов.

Выводы

Данная работа позволяет говорить о следующих полученных результатах.

1. Во всех рассмотренных случаях среда, перед сильным землетрясением переходит в состояние, при котором ее предел текучести стремится к нулевому значению.
2. В некоторых случаях наблюдается эффект понижения предела прочности среды при ее переходе от состояния растяжения к состоянию сжатия. В науке этот эффект носит название эффекта Баушингера.
3. Статистическая обработка данных позволяет делать долгосрочный прогноз предстоящего землетрясения по настоящей методике.

Литература

128. В.Н. Ашихмин, П.В. Трусов «Прямое моделирование упругопластического поведения кристаллов на мезоуровне»//Физ. мезомех. -2002. -Т.5-№3, С.37-51.
129. Воронина Е.В. «Механика очага землетрясения», Москва 2004, Изд -во физического факультета МГУ

130. Н.А. Конева «Классификация эволюция и самоорганизация дислокационных структур»/ Соросовский образовательный журнал 1996, №6.
131. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. М.: Наука, 1987
132. Л.И. Миркин «Физические основы прочности и пластичности»/ Москва: Изд-во. Московского университета. 1968. – 537с.
133. В. Прагер «Механика сплошной среды»/ Москва: Наука. 1983.
134. Л.И. Седов «Механика сплошной среды»/ Москва: Наука. 1983.
135. Chen and Chen, 1989; Purcaru and Berchemer, 1982
136. <http://www.Neic.usgs.gov>
137. Дженкинс Г, Ваттс Д. «Спектральный анализ и его приложения», М., Мир, 1974

ДИНАМИКА ПРИБРЕЖНОГО ТЕЧЕНИЯ В ДВУСЛОЙНОЙ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ЖИДКОСТИ ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОМ ВЕТРОВОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

Денисов Е.С.¹, Строганов О.Ю.², Зацепин А.Г.²

¹Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова,

²Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН

Проведено несколько серий опытов по изучению влияния ветрового воздействия, а также топографии дна на структуру и устойчивость прибрежного течения в двуслойно-стратифицированной жидкости. Построена физическая модель описывающая эффект стабилизации прибрежного бароклинного течения над достаточно широким и крутым континентальным склоном.

1. Введение

Известно, что структура и интенсивность крупномасштабной горизонтальной циркуляции вод в мировом океане и окраинных морях определяется в значительной степени ветровым воздействием. Благодаря эффектам трения ветровое воздействие формирует в верхнем слое океана дрейфовое течение, которое под влиянием вращения Земли осуществляет перенос воды в направлении, перпендикулярном ветру (направо – в северном полушарии и налево – в Южном). Согласно теории Экмана /1/ двумерный расход (экмановский транспорт) дрейфового течения $M = \tau f$, где $\tau = C_d \cdot \rho_a \cdot U_a^2$ - напряжение трения ветра на поверхности моря, ρ_a – плотность воздуха, U_a – скорость ветра в приводном слое, C_d – численный коэффициент, $af = 2\Omega \cdot \cos\varphi$ – параметр Кориолиса, Ω – угловая скорость вращения Земли, φ – широта места. При этом толщина слоя вод, охваченного дрейфовым течением, характеризуется масштабом $h_e = (A_z/f)^{0.5}$, где A_z – коэффициент турбулентной вязкости воды в этом слое. Данный масштаб толщины называется экмановским, а сам слой дрейфового течения – экмановским пограничным слоем трения (экмановский слой). Поскольку поле ветра является пространственно неоднородным, то в определенных районах океана (моря) образуются зоны конвергенции/дивергенции экмановского транспорта. В этих зонах осуществляется опускание/подъем вод верх-

него слоя, причем скорость вертикального движения на границе экмановского слоя $w_e = rot_z \tau / (\rho_w f)$, где $rot_z \tau$ - вертикальная компонента завихренности напряжения трения ветра. Вследствие конвергентно-дивергентных движений в экмановском слое, а также в силу условия неразрывности, изменяется уровень поверхности моря и происходит заглубливание/подъем изопикнических поверхностей в термохалоклине. Возникают горизонтальные градиенты давления, с которыми связано возникновение и поддержание градиентных (геострофических) течений. Этот механизм генерации геострофических течений имеет название «экмановской (ветровой) накачки» Благодаря ветровой накачке в замкнутых бассейнах создаются благоприятные условия для существования общей горизонтальной циркуляции вод, которая имеет тот же знак, что и завихренность напряжения трения ветра.

Другим важным фактором, влияющим на динамику и структуру морских течений, является топография дна /2/. Сильнее всего этот фактор проявляется в области континентального склона, где глубина моря изменяется от первых сотен метров до нескольких километров. Известно, что крупномасштабные течения следуют, в основном, вдоль изобат. Физически, «привязка» течений к изобатам (топографическая зависимость) обусловлена тем, что частицы воды стремятся сохранять свою потенциальную завихренность. Действительно, если относительная завихренность пренебрежимо мала, что справедливо для крупномасштабных (квази-геострофических, квазистационарных) течений, то из закона сохранения потенциального вихря для однородного по плотности водного столба следует, что линии тока крупномасштабного течения должны совпадать с изобатами. При этом можно было бы ожидать, что «привязка» течений к изобатам является тем более строгой, чем круче склон. Однако, если ширина склона существенно меньше горизонтального масштаба течения, то оно должно реагировать на крутой склон как на вертикальную стенку и, в таком случае, топографическая зависимость будет незначительной. Если же ширина склона соизмерима или превышает горизонтальный масштаб течения, то можно полагать, что влияние топографии будет весьма ощутимым. Поэтому соотношение между шириной склона и горизонтальным масштабом течения должно быть одним из ключевых параметров, определяющих степень топографической привязки.

Особую роль в морских течениях играет плотностная стратификация. Она в определенной степени «экранирует» верхние слои воды от влияния рельефа дна и препятствует проникновению атмосферного воздействия (потоков тепла и импульса) вглубь моря. Из-за влияния стратификации формируются бароклинные течения, которые, при определенных условиях, становятся бароклинно неустойчивыми, меандрирующими и порождают мезомасштабные вихри /3/. Однако, даже при наличии сильной плотностной стратификации, нельзя исключить влияние континентального склона на прибрежные течения: оно может изменять их динамику, структуру и устойчивость, воздействовать на процессы вихреобразования, перемещения и трансформации вихрей, в особенности над верхней частью континентального склона, где глубина моря сравнительно невелика /4/. Поскольку вихри являются одним из основных механизмов взаимодействия прибрежной (шельф и континентальный склон) зоны с глубоким бассейном /5/, то можно сказать, что топография континентального склона должна в значительной степени определять характер и интенсивность «транссклонового» водообмена. Тем не менее, несмотря на понимание в целом важной роли континентального склона в динамике и струк-

туре прибрежных морских течений, многие качественные и количественные вопросы влияния параметров континентального склона на морские течения остаются без ответа. То же самое можно сказать и про влияние нестационарного ветрового воздействия на динамику, структуру и устойчивость морских течений.

Одним из типичных морских течений является макромасштабный циклонический контурный круговорот в Черном море, т.е. прибрежное течение, распространяющегося направо от направления «берег-море». Это течение, стрежень которого чаще всего располагается над континентальным склоном, называется Основным черноморским течением (ОЧТ). С одной стороны, наличие наклонного дна должно повышать устойчивость ОЧТ, т.е. подавлять его меандрирование и процессы вихреобразования. Тем не менее, циркуляция вод в Черном море характеризуется наличием ярко выраженной вихревой динамики не только в зоне ОЧТ, но и в центральных районах моря (см. [4]). Это означает, что, по крайней мере, в некоторых частях акватории влияние топографии проявляется слабо, и циркуляция имеет неустойчивый характер. Неодинаковая степень влияния топографии на циркуляцию в различных частях Черного моря может быть обусловлена различиями в крутизне и ширине континентального склона.

В данной работе приводятся результаты продолжающегося лабораторного исследования влияния нестационарного ветрового воздействия и топографии континентального склона на устойчивость и структуру прибрежного течения в двухслойно-стратифицированной вращающейся жидкости.

2. Лабораторная модель, критерии динамического подобия и основные задачи исследования

При первоначальном создании концепции лабораторной модели было решено ограничиться простейшей постановкой задачи без учета реальных особенностей рельефа дна и берегов, термодинамического взаимодействия с атмосферой и пр., которая вместе с тем позволяет адекватно воспроизвести основные черты крупномасштабной и мезомасштабной динамики вод в южной полярной зоне. Эта концепция была воплощена в ранее созданной и описанной установке /14/.

Описанная в /14/ лабораторная установка была существенно изменена и модифицирована. Был изготовлен и использован для проведения опытов новый круглый бассейн из плексигласа, с плоским горизонтальным дном и вертикальной стенкой, диаметр которого составляет 60 см, а высота 30 см. Этот бассейн значительно превосходит по своим размерам прежний пластмассовый бассейн (40 и 20 см, соответственно). Изменение геометрических размеров бассейна при сохранении методики проведения эксперимента позволяет проверить гипотезу о том, что наблюдаемые физические явления, действительно, определяются критериями динамического подобия и не зависят от размеров бассейна. Очевидно, что подтверждение этой гипотезы имеет принципиальное значение для использования результатов лабораторных опытов в приложении к натурным процессам. Кроме того, наличие вертикальной стенки в новом бассейне позволяет исследовать динамику, структуру и эволюцию прибрежного бароклинного течения над горизонтальным дном. В прежде использовавшемся бассейне боковая стенка имела небольшой угол с вертикалью, что позволяло моделировать течения в условиях очень узкого и крутого континентального склона. Для моделирования динамики вод в районах моря с пологим континентальным склоном, и в старом, и в новом бассейне размещались

вставки, имеющие вид усеченного конуса. Каждая вставка располагалась вплотную к бортику сверху, упиралась в дно бассейна снизу и имела определенный угол между образующей конуса и горизонталью. Вставки менялись от одной серии опытов к другой. При этом в каждом опыте угол «склона» являлся одинаковым вдоль всего периметра бассейна. Выбор такой простой конфигурации склона существенно облегчает физическую интерпретацию результатов эксперимента, но не воспроизводит многие особенности реальной топографии континентального склона, в частности, изменчивость его ширины по акватории моря, различную кривизну изобат и пр.

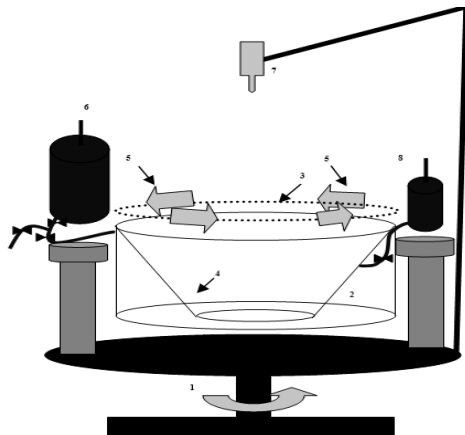


Рис. 1. Схема лабораторной установки: 1 - вращающаяся платформа; 2 - бассейн из органического стекла с двухслойной жидкостью; 3 - крышка бассейна; 4 - вставка («наклонное дно»); 5 - четыре воздуходувки; 6 - источник постоянного расхода; 7 - видеокамера; 8 - дополнительный источник.

Опишем кратко методику подготовки и проведения опытов. Бассейн, расположенный в центре вращающейся платформы, заполнялся двуслойно-стратифицированной по соли жидкостью. Прибрежное течение в верхнем относительно тонком слое создавалось либо с помощью источника массы и плавучести, либо с помощью касательного напряжения трения ветра с циклонической завихренностью. Нижний, более толстый слой жидкости, не являлся динамически активным и раскручивался только за счет импульса, передающегося из верхнего слоя. При этом в связи с увеличением периметра и площади бассейна возникла необходимость увеличить суммарную мощность ветрового воздействия на поверхность воды при сохранении его равномерности и осесимметричности. В связи с этим обдув нового бассейна производился с помощью четырех (вместо трех в предыдущей конфигурации установки) воздуходувных устройств, расположенных на вращающейся платформе вокруг бассейна (немного выше его стенок) приблизительно в вершинах описывающего бассейн квадрата. Каждая из воздуходувок создавала одинаковый по силе поток воздуха, направленный по касательной к бассейну, в направлении вращения платформы. При этом скорость ветра регулировалась с помощью изменения напряжения электрического питания воздуходувок.

Для адекватного воспроизведения динамики и структуры морского течения над континентальным склоном в лабораторных условиях необходимо соблюдение подобия по нескольким наиболее важным безразмерным критериям. Для двуслойно-стратифицированных течений над наклонным дном во вращающейся жидкости такими критериями являются:

1) $\theta = h_0/H$ – отношение средней толщины верхнего слоя h_0 к полной высоте жидкости H .

2) $Bu_0 = (R_d/L_o)^2$ – «глобальное» число Бюргера, или квадрат отношения бароклинного радиуса деформации $R_d = (g'h_0)^{1/2}/f$ к полуширине (радиусу) L_o бассейна. Здесь $g' = \Delta\rho/\rho$ – редуцированное ускорение свободного падения, $\Delta\rho$ – перепад плотностей между слоями, ρ – плотность нижнего слоя, f – параметр Кориолиса.

3) L_s/R_d – отношение ширины склона $L_s = H/\tan\alpha$, где α – угол наклона дна, к бароклинному радиусу деформации Россби (R_d), который является мерой горизонтального масштаба течения.

4) $E = \left(\frac{h_E}{h_0}\right)^2$ – число Экмана, или квадрат отношения масштаба Экмана $h_E = (\nu/f)^{1/2}$ (ν – кинематическая вязкость жидкости) к толщине h_0 верхнего слоя жидкости в бассейне.

5) $Fr = \frac{U}{(g'h_0)^{1/2}}$ – «внутреннее» число Фруда, где U – характерное значение вдольбереговой (азимутальной) скорости течения в бассейне.

Исходя из вышеперечисленных критериев подобия (кроме числа Экмана) и значений входящих в них размерных параметров были рассчитаны величины определяющих размерных параметров для лабораторной модели ($h_0 = 2,0-2,5$ см, $H = 20-25$ см, $\Delta\rho/\rho = 0.002$, $f = 2\Omega = 2.4$ рад/с, где Ω – угловая скорость вращения платформы и пр.). Вязкость жидкости (пресной и соленой воды) во всех опытах имела постоянное значение $\nu \cong 0.01$ см²/с. Расход источника и скорость ветра подбирались так, чтобы внутреннее число Фруда в бассейне и в ОЧТ приблизительно соответствовали друг другу.

Основные задачи данного этапа работы над темой заключались в следующем.

4. Повторение некоторых опытов, выполнявшихся на предыдущих этапах исследования в бассейне существенно большего размера с целью проверки гипотезы о независимости результатов опытов от геометрических размеров установки при соблюдении критериев динамического подобия.

5. Исследование динамики, структуры и эволюции генерируемого ветром прибрежного бароклинного течения у вертикальной стенки (над горизонтальным дном) и сравнение полученных результатов с результатами опытов при наличии континентального склона с целью выявления эффектов влияния наклонного дна на процессы формирования и эволюции течения, его устойчивости, а также на процессы вихреобразования.

6. Одновременная визуализация течений в верхнем и нижнем слоях стратифицированной жидкости в опытах с кругым и пологим склоном дна с целью про-

яснения механизма влияния топографии на устойчивость и закономерности эволюции течения после прекращения ветрового воздействия.

7. Разработка физической модели, описывающей механизм влияния наклона дна на устойчивость прибрежного бароклинного течения.

3. Методика проведения опытов

Перед началом каждого опыта бассейн заполнялся соленой водой до уровня 4 см от верхнего края боковой стенки. После этого включалось вращение платформы с фиксированной угловой скоростью и выжидалось время «установления», в течение которого вода в бассейне раскручивалась до состояния, близкого к твердотельному вращению. Затем включались видеокамера и источник постоянного расхода жидкости, момент включения которого принимался за начало опыта. На первой стадии опыта происходило формирование (заполнение) верхнего слоя в бассейне и все процессы на этой стадии опыта имели нестационарный характер.

Источник массы и плавучести был вмонтирован в боковую стенку бассейна на уровне 4 см от ее верхнего края. Поступавшая из источника пресная вода, визуализированная с помощью тимолового синего индикатора и дрейфующих по поверхности жидкости бумажных пелеток, изначально образовывала практически ламинарное азимутальное и циклонически направленное пограничное течение. Это течение охватывало весь бассейн по периметру и постепенно, под действием адвекции и трения, пресная вода распространялась к центру бассейна. Таким образом, происходило формирование верхнего слоя. При этом основное течение сохраняло струйный характер, причем максимум его скорости находился на расстоянии нескольких сантиметров от боковой стенки ($\sim 2R_d$).

У самой стенки бассейна наблюдался ярко выраженный антициклонический сдвиг скорости. Положение и структура этого течения согласуется с данными наблюдения за Основным черноморским течением.

Примерно после 150 периодов вращения платформы (т.е. через 150 «лабораторных суток»), когда верхний слой уже в значительной мере был сформирован и имел среднюю толщину примерно равную 1 см, возникла неустойчивость осесимметричного течения: оно начинало меандрировать. При этом формировалось от трех до пятнадцати меандров, которые медленно перемещались в циклоническом направлении. Длина волны меандрирования и дальнейшая эволюция поля течений существенным образом зависела от параметров склона дна.

При достижении верхним слоем средней толщины 2,5-3 см источник выключался. Созданная им циркуляция претерпевала сложную эволюцию и постепенно затухала под действием эффектов трения. После затухания созданной источником циркуляции включалось циклонически завихренное «ветровое» воздействие. Как уже указывалось выше, оно создавалось с помощью четырех воздуходувных устройств. Под действием ветра вновь возникала циклоническая циркуляция вод, имеющая характер прибрежного фронтального течения. После определенного периода ветрового воздействия устройства выключались, а бассейн накрывался легкой прозрачной крышкой для обеспечения полной изоляции жидкости от движения воздуха, обусловленного вращением платформы. При этом продолжалась видеосъемка течений, которые визуализировались с помощью небольших бумажных пелеток.

Как уже указывалось выше, одной из задач данного этапа исследований являлось изучение течения в нижнем слое жидкости, в особенности на стадии релаксации течения в верхнем слое после прекращения ветрового воздействия. С этой целью в нижний слой вблизи дна помещался источник подкрашенной жидкости, имеющей ту же плотность (соленость), что и жидкость в нижнем слое. Расход этого источника был чрезвычайно мал, чтобы минимизировать его динамическое воздействие на нижний слой. При этом верхний слой подкрашивался довольно слабо, для того, чтобы сквозь него было бы видно движение покрашенной жидкости в нижнем слое и, вместе с тем, были бы видны белые бумажные пелетки на его фоне.

В некоторых опытах через различные промежутки времени производилось многократное повторение ветрового воздействия, причем их периоды и паузы между ними изменялись от опыта к опыту в достаточно широких пределах - от 15 до 180 лабораторных суток. Одной из основных задач исследования являлся анализ отклика системы течений на периодическое ветровое воздействие в зависимости от параметров склона дна.

4. Описание результатов опытов

В данном разделе в основном обсуждаются результаты опытов с прибрежным течением у вертикальной стенки ($L_s/R_d = 0$), а также узким ($L_s/R_d = 1$) и широким ($L_s/R_d = 4-8$) склонами. Вначале кратко рассмотрим эволюцию пограничного течения после выключения источника массы и плавучести при отсутствии ветра.

В случае прибрежного течения у вертикальной стенки, т.е., над горизонтальным дном, неустойчивость развивалась наиболее «бурно». При этом формирующиеся в области первоначально осесимметричного течения меандры достигали большой амплитуды, отрывались от потока и превращались в вихри (циклонические и антициклонические). Вихри, возникавшие одновременно в двух соседних меандрах, иногда объединялись в вихревые пары, которые затем перемещались либо к центру бассейна (если антициклон был справа от наблюдателя со стороны берега), либо к его стенке - берегу (если справа находился циклон). Распространяющаяся к центру бассейна вихревая пара изменяла характер общей циркуляции воды, создавая струйное течение вдоль оси своего перемещения. При этом происходил интенсивный водообмен между периферией и центром бассейна, а иногда струйное течение, создаваемое вихревой парой, пересекало весь бассейн поперек от стенки до стенки. Среднее азимутальное течение практически исчезало, уступая место вихревым структурам. В процессе дальнейшей релаксации происходило постепенное затухание вихревого движения за счет эффектов трения.

В случае узкого и крутого склона процесс релаксации прибрежного течения также сопровождался высокоамплитудным развитием неустойчивости и вихреобразованием. Некоторым отличием от эволюции течения у вертикальной стенки являлось несколько более редкое формирование вихревых пар и перемещение вихрей в центральную часть бассейна. Однако, в целом, стабилизирующая роль наклонного дна почти не проявлялась.

В случае широкого (пологого) склона эволюция поля течения после наступления неустойчивости была совершенно иной, чем в предыдущих двух случаях. Меандры не вырастали до сколько-нибудь большой амплитуды, как в случае вертикальной стенки или узкого (крутого) склона. В пристеночном слое иногда форми-

ровались небольшие вихри, преимущественно антициклонические, но эти вихри не проникали в центральную часть бассейна, а медленно перемещались вдоль изобат склона в циклоническом направлении. Общий характер возмущений имел характер малоамплитудных азимутальных волн, имевших значительно меньшую длину (большое волновое число) по сравнению с волнами в течении над горизонтальным дном. Поэтому можно охарактеризовать неустойчивое состояние течения над широким склоном как «волно-вихревое». Отметим, что после прекращения действия источника волно-вихревые структуры затухали быстрее, чем среднее азимутальное течение, а энергетика этих структур над широким склоном была значительно более слабой, чем в случае течения у вертикальной стенки или узкого склона.

После затухания циркуляции, обусловленной источником массы и плавучести, включалось периодическое ветровое воздействие. Как и в опытах с бассейном меньшего размера, оказалось, что особенности циркуляции, вызываемой короткопериодным (15-25 суток) и долгопериодным (более 40-45 суток) ветровым воздействием существенно различались. Рассмотрим эти особенности.

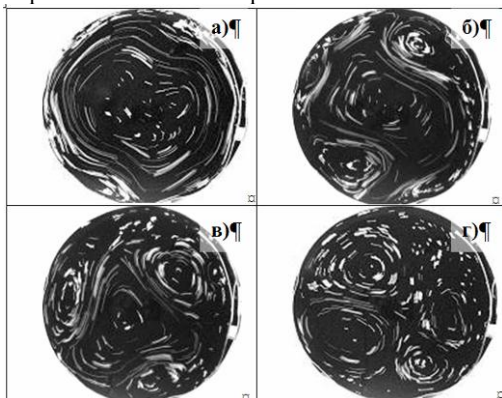


Рис.2. Длиннопериодное (60-70 лаб. суток) ветровое воздействие (треки поверхностных частиц визуализируют поле скорости течений в лабораторном бассейне. Узкий склон ($L_S/R_d = 1$):

- а) конец стадии ветрового воздействия; б) начало стадии релаксации (5 лаб. суток);
в) стадия релаксации (20 лаб. суток); г) стадия релаксации (45 лаб. суток).

При периодическом короткопериодном ветровом воздействии прибрежное течение не успевает достичь состояния развитой неустойчивости (при которой образуются большие меандры и вихри) ни во время действия ветра, ни в паузе между воздействиями и, поэтому, оно все время сохраняет квазисесимметричный вид. При этом структура течения в опытах с вертикальной стенкой, узким и широким склонами не различается существенным образом. При длиннопериодном ветровом воздействии закономерности эволюции течения существенно различаются для опытов с вертикальной стенкой, узким и широким склонами.

В условиях вертикальной стенки или узкого склона прибрежное течение достигает неустойчивого состояния уже после 30-35 лаб. суток ветрового воздействия. При этом оно меандрирует и в меандрах образуются вихри (в основном прибрежные антициклонические), но само течение сохраняет квази-когерентный и

кольцевой характер (рисунок 2а). Причина этого заключается, по-видимому, в том, что рост антициклонических меандров подавляется направленным к берегу дивергентным течением, обусловленным экмановской накачкой. Однако сразу после прекращения ветрового воздействия, через 3-6 лаб. суток, происходит «бурный» рост меандров и прибрежных антициклонических вихрей (рисунок 2б). Через 20-25 лаб. суток периода релаксации среднее циклоническое течение вытесняется этими вихрями в глубоководную часть бассейна (рисунок 2в), а через 40-50 суток оно распадается, и в динамике доминируют вихревые пары (рисунок 2г). В отсутствие повторного ветрового воздействия практически полное затухание течений в бассейне происходит через 300-400 лаб. суток. Однако, как правило, ветровое воздействие возобновлялось существенно раньше полного затухания «старой» циркуляции. При этом образовывалось «новое» прибрежное кольцевое течение, которое формировалось за период 10-15 лаб. суток. «Старые» вихревые структуры вытеснялись в центральную часть бассейна, но оставались отчетливо выраженными до 25-30 лаб. суток. После 30-40 лаб. суток повторного воздействия вновь сформированное прибрежное течение достигало состояния неустойчивости и слабого меандрирования и сохраняло это состояние вплоть до прекращения ветрового воздействия. Следует отметить, что по сравнению с опытами в бассейне меньшего размера $/14/$, в случае $L/R_d \leq 1$ перемещение вихрей и вихревых пар поперек бассейна и связанный с этим горизонтальный вихревой обмен в большом бассейне были несколько менее активными. Причина этого, по-видимому, заключается в том, что ветровое воздействие на единицу площади бассейна в последнем случае было менее интенсивным, а также, в том, что в связи с ограниченными возможностями воздуходувок, оно было сконцентрировано вблизи боковой стенки большого бассейна и практически отсутствовало в его центральной части. В случае бассейна меньшего размера ветровое воздействие, осуществляемое теми же воздуходувками, было более интенсивным и равномерно распределенным по площади бассейна. Таким образом, можно заключить, что подобие между опытами в различных бассейнах было совсем полным из-за описанных выше различий в интенсивности и пространственной структуре ветрового воздействия.

В условиях широкого склона при длительном ветровом воздействии прибрежное течение достигало неустойчивого состояния примерно за то же время, что и в случае узкого склона (т.е., за 30-40 лаб. суток). Но амплитуда его меандров при дальнейшем ветровом воздействии не увеличивалась, и вихрей практически не образовывалось (рисунок 3а). Более того, после прекращения ветрового воздействия «бурного» развития неустойчивости не происходило. Имело место лишь постепенное затухание течения у берега, струя которого смещалась в глубоководную область и становилась при этом более узкой (рисунок 3б-г). Наблюдался медленный рост меандров, достигавших своего максимального развития через 60-80 суток после прекращения ветрового воздействия. В пристеночной области иногда образовывались антициклонические вихри, которые медленно перемещались в циклоническом направлении. Струя кольцевого течения не прерывалась, так как вихри вырождалась быстрее, чем среднее течение. Затухание среднего течения происходило медленнее, чем в случае вертикальной стенки или узкого склона, хотя средняя глубина жидкости и ее объем над широким склоном были меньше, чем над горизонтальным дном. Этот факт свидетельствует о том, что горизонтальное

трение, обусловленное вихревыми структурами, вносит определяющий вклад в затухание движения по сравнению с вязким вертикальным трением.

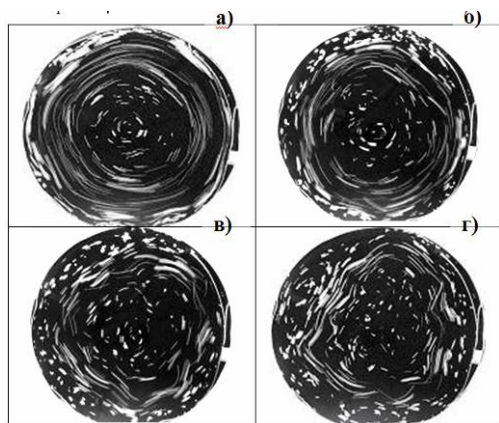


Рис. 3. Длиннопериодное (60-70 лаб. суток) ветровое воздействие (треки поверхностных частиц визуализируют поле скорости течений в лабораторном бассейне. Широкий склон ($L_S/R_d = 8$): а) конец стадии ветрового воздействия; б) начало стадии релаксации (5 лаб. суток); в) стадия релаксации (20 лаб. суток); г) стадия релаксации (45 лаб. суток).

Описанные выше визуальные наблюдения были подтверждены количественным анализом поля горизонтальной скорости течения, проведенным путем компьютерной обработки видеозаписей перемещений бумажных пелеток на поверхности жидкости в бассейне. При этом вычисление скоростей осуществлялось в каждом опыте для многих моментов времени и на различных фазах эволюции течения, как при внешнем ветровом воздействии, так и после его прекращения. Мгновенная скорость частиц определялась путем измерения их смещений за малый промежуток времени (от долей секунды до нескольких секунд).

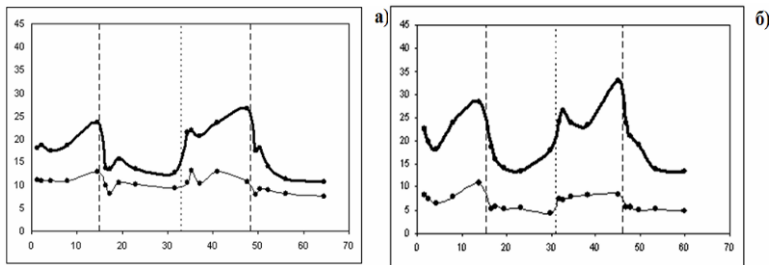


Рис.4. Ветровое воздействие с периодом 15 – 25 суток. Начало оси X и мелкий вертикальный пунктир – включение ветра, крупный – его отключение; а) вертикальная стенка ($L_S/R_d = 0$); б) пологий склон ($L_S/R_d = 4$). Жирная линия – азимутальная скорость

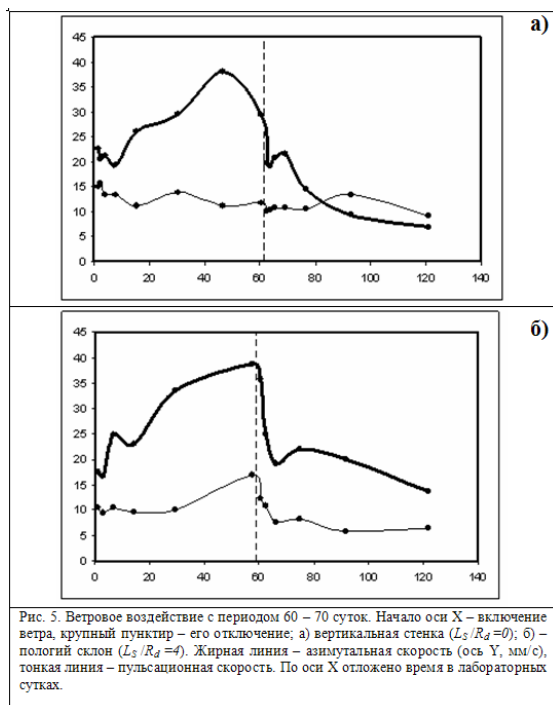
(ось Y , мм/с), тонкая линия – пульсационная скорость. По оси X отложено время в лабораторных сутках.

Измеренные смещения частиц разлагались на азимутальную и радиальную составляющие для вычисления соответствующих компонент скорости течения. Кроме того, производилось вычисление средней и пульсационной составляющих скорости. Для этого зеркало жидкости от стенок до центра бассейна разделялось на 8 концентрических колец шириной 2 см каждое. Внутри каждого кольца вычислялись среднее и пульсационное значения азимутальной и радиальной скорости. При этом за пульсационное значение принималось среднеквадратическое отклонение скорости от ее среднего значения. Среднее значение радиальной скорости, как правило, не выходило за пределы ошибки измерения.

Рассмотрим распределение средней азимутальной скорости течения над узким и широким склонами, соответственно, как функцию расстояния от центра бассейна для различных моментов безразмерного времени $\tau = t/T$ (лабораторные сутки, причем за нуль отсчета принят момент прекращения внешнего воздействия), где T – период вращения платформы. Распределения скорости в конце периода действия ветра имеют ярко выраженные максимумы на расстоянии нескольких сантиметров от стенки бассейна ($\sim 2R_d$), соответствующие стрежно циклонического струйного течения. Ближе к центру бассейна, азимутальная скорость течения приобретает слабо отрицательные значения (антициклоническая циркуляция). После прекращения внешнего воздействия в опытах с вертикальной стенкой или узким склоном средняя азимутальная скорость резко уменьшается, причем быстрее всего в стрежне течения, а затем повсеместно затухает, постепенно достигая практически нулевых значений. В опытах с широким склоном, при тех же условиях, затухание средней азимутальной скорости растягивается на более длительный интервал времени.

Для пульсационных составляющих скорости течения (и азимутальной, и радиальной) характерна иная эволюция во времени. При короткопериодном ветровом воздействии уровень пульсационной энергии (волно-вихревой) всегда существенно меньше кинетической энергии среднего течения, как для вертикальной стенки, так и широкого склона (рисунок 4а, б). При длиннопериодном воздействии на стадии ветровой накачки (квази-осесимметричного течения) пульсационные компоненты скорости существенно меньше, чем средняя азимутальная скорость (рисунок 5а, б). Однако в условиях вертикальной стенки или крутого (узкого) склона, после прекращения ветрового воздействия и бурного развития неустойчивости течения, величина пульсационных компонентов скорости несколько увеличивается и начинает превышать значения быстро уменьшающейся средней азимутальной скорости (рисунок 5а). Это свидетельствует об эффективной передаче энергии от среднего течения к волно-вихревому. В случае пологого (широкого) склона величина средней азимутальной скорости на всех стадиях опыта превышает величины пульсационных составляющих (рисунок 5б). Таким образом, опыты в бассейне большого диаметра и с вертикальной боковой стенкой качественно и количественно подтвердили результаты, полученные в бассейне меньшего диаметра с круто наклоненной стенкой. А именно, было установлено, что генерируемое ветровой накачкой прибрежное бароклинное течение, в условиях вертикальной стенки, а также узкого и крутого склона, на стадии релаксации может испытывать «бурное» развитие неустойчивости, вследствие которой значительная часть энер-

гии среднего течения переходит в волно-вихревую энергию. В условиях широкого склона (при прочих равных условиях) неустойчивость имеет слабо выраженный характер и энергия среднего течения всегда превышает волно-вихревую энергию.



Одной из основных задач данного этапа исследований было исследование движений в нижнем слое жидкости, в особенности, на стадии релаксации прибрежного течения. Это исследование должно было прояснить, каким образом наклонное дно влияет на устойчивость прибрежного течения в верхнем слое жидкости. Ведь влияние топографии дна непосредственным образом сказывается на динамике нижнего слоя и «передается» в верхний слой посредством взаимодействия верхнего слоя с нижним. Визуализация течений в нижнем слое производилась с помощью источника подкрашенной жидкости, расположенного вблизи боковой стенки или наклонного дна бассейна, существенно ниже плотностной границы раздела между слоями. По перемещению струйки красителя определялись направление и скорость течения в нижнем слое.

Оказалось, что на стадии квази-осесимметричного течения, во время ветровой накачки течение в нижнем слое также было близко к осесимметричному, причем направление течения было таким же, как в верхнем слое (т.е., циклоническим). При этом значения скорости в нижнем слое были в 5-10 раз меньше, чем в верхнем.

Как уже указывалось выше, на стадии релаксации прибрежного течения в условиях вертикальной стенки, или узкого склона, в верхнем слое наблюдалось быстрое развитие меандров течения. При этом наиболее активно росли антициклонические меандры, что весьма естественно, поскольку в области прибрежного циклонического течения антициклонический меандр свободно развивается в сторону «открытого моря», тогда как рост циклонического меандра ограничен береговой чертой. Оказалось, что под антициклоническими меандрами прибрежного течения в верхнем слое, в нижнем слое также развиваются антициклонические меандры (рисунок 6а). Таким образом, при развитии крупных меандров, радиальное движение жидкости имеет преимущественно баротропный характер. В результате роста и отделения меандра прибрежного течения над горизонтальным дном в верхнем и нижнем слое образуются когерентные по вертикали вихревые колонки, различающиеся лишь скоростью орбитального течения: в верхнем слое она в несколько раз выше, чем в нижнем. Тем не менее, следует особо отметить, что при развитии меандра и формировании вихря в верхнем слое, движение жидкости в нижнем слое также интенсифицируется, т.е. происходит передача кинетической энергии из верхнего слоя в нижний слой. Однако количественное исследование этого важного процесса на данном этапе исследования не проводилось.

В условиях широкого склона течение в нижнем слое сохраняло квазисимметричный характер на всех стадиях опыта. Таким образом, и в этой ситуации движение жидкости в верхнем и нижнем слоях имеют когерентный характер. Можно предположить, что наклон дна стабилизирует прибрежное течение в верхнем слое путем воздействия на нижний слой. Каким образом это происходит? Физическая модель, проясняющая механизм стабилизации бароклинного течения над широким наклонным дном представлена в следующем разделе отчета.



Рис. 6. Фотографии траекторий течения в верхнем и нижнем слоях жидкости на стадии релаксации прибрежного бароклинного течения в условиях узкого (рисунок слева) и широкого (рисунок справа) склонов дна. Вид сверху. Стрелки справа от рисунков показывают направление вращения платформы.

5. Физическая модель влияния наклона дна на устойчивость течения

В данном разделе отчета мы попробуем дать физические объяснения эффектам влияния внешнего воздействия и наклонного дна на устойчивость, структуру и динамику прибрежного фронтального течения.

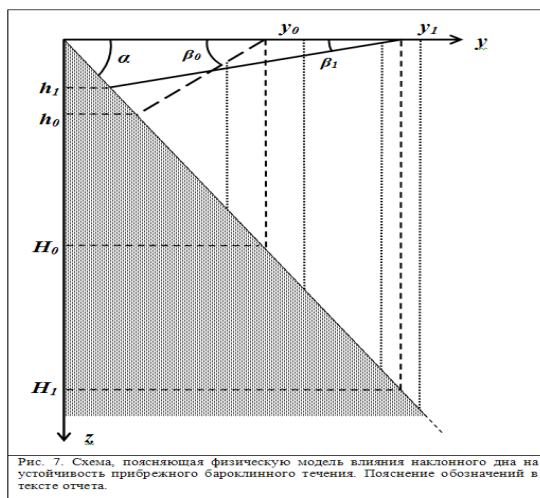
При проведении опытов для создания и поддержания пограничного циклонического течения использовалось два вида внешнего воздействия - источник массы и плавучести на внешней стенке бассейна, а также ветер с циклонической завихренностью. Наряду с некоторыми общими свойствами, каждый из этих видов воздействия оказывал свое особенное влияние на устойчивость и закономерности эволюции фронтального течения. В предыдущих разделах отчета наибольшее внимание уделялось описанию результатов опытов с использованием ветрового воздействия, поскольку результаты опытов с использованием источника массы и плавучести для узкого склона были описаны ранее. Здесь мы попытаемся проанализировать особенности динамики и эволюции пограничного течения, обусловленные как действием источника, так и ветровым воздействием, а также разработать физическую модель влияния наклонного дна на устойчивость пограничного течения.

Для этого рассмотрим двухслойную жидкость, в верхнем слое которой поддерживается прибрежное геострофическое течение, определяемое балансом силы Кориолиса и горизонтального градиента давления, а плотностная граница раздела между слоями наклонена так, что в стационарном состоянии течение в нижнем слое практически отсутствует (бароклинный случай). Известно, что при определенных условиях бароклинное течение может быть неустойчивым, меандрировать и распадаться на вихри /3/. Одним из основных критериев наступления неустойчивости является малая величина «локального» числа Бюргера, имеющего вид: $Bu = (R_d/L)^2$. Здесь $R_d = (g'h)^{1/2}/f$ - бароклинный радиус деформации, где h - характерная толщина прибрежного течения, а L - его ширина, f - параметр Кориолиса, $g' = g\Delta\rho/\rho$ - редуцированное ускорение силы тяжести, $\Delta\rho$ - перепад плотности между верхним и нижним слоями, ρ - плотность воды. В лабораторных экспериментах с бароклинным течением над горизонтальным дном /3/ было установлено, что при $Bu \ll 1$ и $E \ll 1$ (где E - число Экмана) течение является неустойчивым, меандрирует с длиной волны $\lambda \sim 2\pi R_d$ и может распадаться на вихри. Важно отметить, что хотя начальное развитие неустойчивости происходит в результате действия бароклинного механизма, на стадии формирования крупных меандров и вихрей значительная часть энергии может переходить в баротропную составляющую. Это происходит в том случае, когда толщина нижнего слоя сопоставима с толщиной верхнего (или, согласно /8/, не более чем в 5 раз превышает толщину верхнего). Если дно бассейна горизонтальное, то под антициклоническими меандрами и вихрями верхнего слоя жидкости в нижнем ее слое формируется колонка с антициклонической завихренностью, а под циклоническими - с циклонической. При этом меандр или вихрь поверхностного фронтального течения при своем перемещении «увлекает» за собой и присоединенную к нему вихревую колонку (аналог колонки Тейлора) нижнего слоя.

В случае влияния наклонного дна устойчивость течения может изменяться - возрастать или убывать. Тем не менее, конечный результат этого влияния трудно предсказать. Согласно двухслойной линейной модели бароклинной неустойчивости геострофического фронтального течения /9/, устойчивость течения возрастает, если ассоциированная с течением фронтальная поверхность и дно наклонены в одну сторону и уменьшается - в противоположном случае /10, 11/. Близкий результат был получен в /12/, где путем численных экспериментов было показано, что континентальный склон Северной Америки стабилизирует струю Гольфстрима, по-

сколькx наклоны дна и фронта течения совпадают по направлению. Наши эксперименты /14/, как и весьма сходные лабораторные опыты, описанные в /4/, в определенном смысле показывают противоположный результат, поскольку устойчивость фронтального течения возрастает в случае, когда фронтальная поверхность течения и дно наклонены в разные стороны. Это вовсе не означает, что упомянутые выше теоретические исследования могут быть поставлены под сомнение. Скорее всего, предсказания линейной теории, рассматривающей бесконечно малые возмущения, не всегда применимы для описания стадии сильного развития меандров, когда действуют иные физические процессы и закономерности.

Представим себе, что вследствие бароклинической неустойчивости пограничное течение, наклон фронтальной поверхности которого противоположен наклону дна, начинает меандрировать. При большой амплитуде развития антициклонического меандра прибрежное фронтальное течение вместе со столбом воды в нижележащем слое (из-за описанного выше эффекта присоединенной вихревой колонки) сильно отклоняется от берега в сторону глубокой воды. При этом происходит растяжение вихревых нитей и, в соответствии с законом сохранения потенциального вихря, весь столб жидкости под антициклоническим меандром должен приобрести циклоническую завихренность. Таким образом, непосредственно под антициклоническим меандром образуется циклонический меандр, течение в котором должно быть направлено в противоположную сторону, по сравнению с течением в верхнем слое. Соответственно, сдвиг течения между верхним и нижним слоем в области меандра должен возрастать с ростом амплитуды меандра. Но из геострофического баланса для двухслойной фронтальной системы, выражаемого в виде соотношения Маргулеса /13/ следует, что при увеличении сдвига скорости между слоями наклон границы раздела между слоями должен увеличиваться. Однако увеличение наклона границы раздела должно неизбежно приводить к уменьшению амплитуды меандра, т.е. к восстановлению первоначального положения фронтальной поверхности. Вследствие этого рост меандра блокируется, а прибрежное течение - стабилизируется.



Далее попробуем формализовать представленные выше рассуждения. Вначале обратимся к рисунку 7. На нем схематически изображено вертикальное сечение прибрежного фронтального течения над широким и достаточно крутым континентальным склоном. Окрашенный в серый цвет клин – наклонное дно с углом α по отношению к горизонтали. Пунктирная наклонная линия, пересекающаяся со свободной поверхностью жидкости под углом β_0 в точке с координатами $(y_0, z=0)$ – начальное положение границы раздела между верхним и нижним слоями сразу же после прекращения ветровой накачки. Эта линия пересекается с наклонным дном на глубине $z=h_0$. При этом течение в верхнем слое направлено на наблюдателя. Более пологая, сплошная линия с углом β_1 к горизонтали, пересекающаяся со свободной поверхностью жидкости в точке с координатами $(y_1, z=0)$ – положение плотностной границы раздела на стадии меандрирования течения, в области антициклонического меандра. Эта линия пересекается с наклонным дном на глубине $z=h_1$. Пунктирные вертикальные линии, симметрично расположенные относительно вертикалей, пересекающихся со свободной поверхностью в точках с координатами y_0 и y_1 , представляют собой виртуальные вихревые столбы, которые демонстрируют эффект растяжения вихревых нитей в нижнем слое при развитии меандра течения. При этом толщина нижнего слоя в точке y_0 равна H_0 , а в точке y_1 – H_1 .

Из соотношения Маргулеса для начального и конечного состояний прибрежного фронтального течения (см. рисунок 7), следует:

$$\Delta U_0 = U_{10} - U_{20} = (g'tg\beta_0)/f \quad (5.1)$$

$$\Delta U_1 = U_{11} - U_{21} = (g'tg\beta_1)/f \quad (5.2)$$

Здесь ΔU_0 – перепад скорости течения между верхним и нижним слоями в начальном состоянии, а ΔU_1 – в конечном состоянии. Поскольку $tg\beta_0 > tg\beta_1$, то из 5.1 и 5.2 следует, что

$$\Delta U_0 > \Delta U_1 \quad (5.3).$$

Как уже указывалось выше, развитие антициклонического меандра в верхнем слое сопровождается когерентным движением в нижнем слое и в нем должно происходить растяжение вихревых нитей. При этом из закона сохранения потенциального вихря для нижнего слоя с учетом выполнения неравенств $tga \gg tg\beta_0 > tg\beta_1$ следует, что в этом слое должен возникнуть циклонический меандр с завихренностью:

$$\omega_2 \approx f(H_1 - H_0)/H_0 \quad (5.4)$$

Принимая во внимание, что завихренность в меандре приблизительно равна отношению удвоенной азимутальной скорости течения к амплитуде меандра, получим:

$$\omega_2 \approx -2U_{21}/(y_1 - y_0) \quad (5.5)$$

Из 4.4 и 4.5 следует, что:

$$U_{21} \approx -f(H_1 - H_0)(y_1 - y_0)/H_0 = -ftga(y_1 - y_0)^2/H_0 \quad (5.6)$$

В верхнем слое, завихренность в области антициклонического меандра, приблизительно равна:

$$\omega_1 \approx -2U_{11}/(y_1 - y_0) \quad (5.7)$$

Отсюда следует, что

$$U_{11} \approx -\omega_1(y_1 - y_0)/2 \quad (5.8)$$

Из 4.6 и 4.8 находим:

$$\Delta U_1 \approx ftga/H_0 - \omega_1(y_1 - y_0)/2 \quad (5.9)$$

Используя (5.1) и (5.9), получим, что условием для выполнения неравенства (5.3) является неравенство:

$$(g'tg\beta_0)/f > f'ga(y_1-y_0)^2/H_0 - \omega_1(y_1-y_0)/2 \quad (5.10)$$

Поскольку в действительности $\omega_1 < 0$, можно даже ослабить это неравенство, положив $\omega_1=0$. Тогда из (5.10) следует, что:

$$tga < tg\beta_0 (g'H_0)/f^2 (y_1-y_0)^2 = (R_{d0}/(y_1-y_0))^2 tg\beta_0 \quad (5.11)$$

Здесь $R_{d0} = (g'H_0)^{0.5}/f$ – «большой» бароклинный радиус деформации. Так как согласно начальным условиям $tga \ll tg\beta_0$, то с учетом этого условия из 5.11 получим:

$$(y_1-y_0)^2 \ll R_{d0}^2 \quad (5.12)$$

Последнее неравенство означает, что амплитуда антициклонического меандра над наклонным дном должна быть существенно меньше радиуса деформации, т.е., очень небольшой, что и наблюдалось в опытах с широким склоном. При этом следует еще раз подчеркнуть, что рассматриваемый эффект стабилизации прибрежного течения может проявляться в полной мере только в верхней части широкого склона, где толщины верхнего и нижнего слоев имеют сопоставимую величину и эффект баротропизации движений значителен. Данные физические представления вполне согласуются с визуальными наблюдениями, а также количественными оценками характеристик поля скорости, свидетельствующими о более стабильном состоянии прибрежного фронтального течения над широким и, вместе с тем, достаточно крутым ($tga \gg tg\beta_0$) наклонным дном.

6. Заключение

1. В лабораторном бассейне поставлены опыты по изучению процессов формирования и релаксации прибрежного течения в двухслойно-стратифицированной по плотности вращающейся жидкости над горизонтальным и наклонным дном при периодической ветровой (экмановской) накачке.
2. Сравнение между собой результатов аналогичных опытов, проводившихся в бассейнах разного размера, показало, что геометрические масштабы не влияют сколько-нибудь существенно на характеристики изучаемых течений при соблюдении критериев динамического подобия.
3. Установлено, что если ширина прибрежного бароклинного течения существенно больше ширины зоны континентального склона, то оно не испытывает топографической привязки и его релаксация после прекращения ветровой накачки происходит почти также как над горизонтальным дном (у вертикальной стенки). При этом развивается бароклинно-баротропная неустойчивость, меандры течения достигают большой амплитуды, превращаются в вихри и в вихревые пары, распространяющиеся поперек бассейна и осуществляющие эффективный горизонтальный обмен. Энергия вихревого движения превышает энергию среднего движения.
4. В случае, если ширина прибрежного бароклинного течения сопоставима или меньше ширины зоны континентального склона, оно испытывает заметную топографическую привязку. При этом развитие неустойчивости замедляется, меандры течения не достигают большой амплитуды, вихре-

образования почти не происходит, горизонтальный обмен незначителен. Энергия среднего течения всегда превышает энергию вихревого движения.

5. Проведена специальная серия опытов с одновременной визуализацией течений в верхнем и нижнем слое жидкости на стадии релаксации прибрежного бароклинного течения. Установлено, что в условиях узкого крутого склона развитие меандров в верхнем слое сопровождается когерентным движением в нижнем слое, в результате чего образуются квазибаротропные вихревые структуры. В условиях широкого склона большие меандры не образуются, но структура течения в нижнем слое также имеет когерентность со структурой течения в верхнем слое.
6. Построена физическая модель описывающая эффект стабилизации прибрежного бароклинного течения над достаточно широким и крутым континентальным склоном.

Литература

1. Ekman V.W. On the influence of the Earth's rotation on ocean currents // *Arkiv for Matematik, Astronomi och Fysic*. V.2. № 11.
138. Koblinsky C.J. Global distribution of f/H and the barotropic response of the ocean // *J. Geophys. Res.* 1990. V.95. NC3. P.3213-3218.
139. Зацепин А.Г., Костяной А.Г. Лабораторные исследования неустойчивости бароклинных вихрей и фронтов // В сб.: «Когерентные структуры и самоорганизация океанских движений» М.: «Наука», 1992. С.163-176.
140. Cenedese, C., Linden P.F. Stability of a buoyancy driven current at the shelf-break // *J. Fluid Mech.* 2002. V.452. P.97-121.
141. Huthnance, J.M. Circulation, exchange and water mass at the ocean margin: the role of physical processes at the shelf edge // *Prog. Oceanogr.* 1995. V.35. P.353-431.
142. Гурецкий В.В., Данилов А.И., Ивченко В.О., Клепиков А.В. Моделирование циркуляции Южного океана. Л.: Гидрометеоздат, 1987.
143. Масленников В.В. Климатические колебания и морская экосистема Антарктики. Москва. Издательство ВНИРО. 2003. 295 с.
144. Зацепин А.Г., Дидковский В.Л., Семенов А.В. Автоколебательный механизм формирования периодической вихревой структуры от стационарного локального источника на наклонном дне во вращающейся жидкости. - *Океанология*. 1998. Т.38. N1. С.47-55.
145. Swaters G.E. On the baroclinic dynamics, Hamiltonian formulation, and general stability characteristics of density-driven surface currents and fronts over sloping continental shelf // *Phil. Trans. R. Soc. Lond., A*. V.345. P.295-325.
146. Reszka M.K. and Swaters G.E. Eddy formation and interaction in a baroclinic frontal geostrophic model // *J. Phys. Oceanogr.* 1999a. V.29. N.12. P.3045-3042.
147. Reszka M.K. and Swaters G.E. Numerical investigation of baroclinic instability in the Gaspé Current using a frontal geostrophic model // *J. Geophys. Res.* 1999. V.104. NC11. P.25685-25696.
148. Sutyryn G.G., Ginis I., Frolov S.A. Equilibrium of baroclinic meanders and deep eddies in a Gulf Stream-type jet over a sloping bottom // *J. Phys. Oceanogr.* 2001. V.31. N.11. P.2049-2065.

149. Федоров К.Н. Физическая природа и структура океанических фронтов // Ленинград, Гидрометеиздат. 1983. 296 с.
150. Zatsepin A.G., Denisov E.S., Emel'yanov S.V., Kremenetskiy V.V., Poyarkov S.G., Stroganov O.Yu., Stanichnaya R.R., Stanichny S.V. The Effect of bottom slope and wind on the nearshore current in the rotating stratified fluid (with application to the Black sea)// *Oceanology*. 2005. V.45. Suppl.1. P.S13-S26.

СТРАТИФИЦИРОВАННЫЕ ТЕЧЕНИЯ НА СЛОЖНОМ РЕЛЬЕФЕ ДНА И ИХ ВЛИЯНИЕ НА ПАРАМЕТРЫ СОСТАВА ВОДЫ

Долгополов Ю.М., Литвинов Е.А., Самолюбов Б.И.

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

Представлены результаты исследований пространственно-временной эволюции полей скорости промежуточного, придонного плотностного течений и параметров состава воды над подводным порогом и после него в глубоком озере. Выявлена зависимость траектории промежуточной струи от устойчивости придонного плотностного потока. Обнаружены холодные аэробные линзы в плотностном потоке над порогом. Предложена объясняющая их появление гипотеза о механизме эволюции течения на основании спектрального анализа флуктуаций параметров течений. Выявлены зависимости, определяющие траекторию и профиль скорости промежуточного течения, состоящего из двух внутренних струй. Получено выражение функции вовлечения для промежуточного течения с учетом его устойчивости, траектории и влияния ветра. Разработанная математическая модель промежуточной струи проверена по данным измерений на разрезах. Установлено, что рост вертикальной компоненты пульсаций скорости в промежуточной струи приводит к выравниванию концентраций хлорофилла-«а» на границах потока и, таким образом, способствует обогащению глубинных вод питательными веществами.

Введение

Стратифицированные придонные и струйные течения, распространяющиеся под слоями вод меньшей плотности в океанах, морях, озерах и водохранилищах, активно изучаются для решения фундаментальных и прикладных проблем геофизической гидродинамики. С влиянием этих течений на перенос взвешенных и растворенных примесей связаны особенно активно развивающиеся в последние годы гидроэкологические исследования таких потоков. Цели данной работы: 1) выявление механизмов преобразований распределений скорости течений и параметров состава воды над подводным порогом и после него; 2) проверка и развитие математических моделей течений. Для достижения этих целей выполнен цикл натурных исследований с применением специально разработанной аппаратуры и методов многопараметрических измерений, проведен анализ экспериментальных данных и проверены некоторые методы их теоретической интерпретации. Полученные результаты, включая обнаруженные эффекты влияния изучаемых течений на процессы формирования качества воды, приведены ниже.

Объект и методика исследований

Исследования, итоги которых рассматриваются в данной работе, проведены экспедициями физического факультета МГУ в июле – августе 2003-2006 г.г. в широтной части Телецкого озера. Озеро расположено в северо-восточной части Горного Алтая. Оно занимает 39 место среди 50 глубочайших озер мира и является одним из основных источников р. Обь. Глубина - до 325 м, длина - 78 км, ширина - до 5,2 км. В озеро впадает около 70 рек, вытекает р. Бия [Селег]. По рельефу дна выделяются 2 плеса – глубоководный меридиональный и широтный северо-западный с глубинами от 100 до 11 м (перед истоком р. Бия). Температура выше 10°C наблюдается в верхнем слое толщиной до 20 м. Стратификация вод - преимущественно термическая. В глубоководной части в летний период формируется выпуклая поверхность холодных вод под прогретыми верхними слоями. Наиболее мощные стратифицированные течения отмечены перед истоком р. Бия из озера.

Анализируются процессы развития придонных и промежуточных струйных течений над подводным порогом, разделяющим глубоководную меридиональную и относительно мелководную широтную части озера, и дальнейшего распространения этих потоков до истока р. Бия из озера. Область распространения течений протяженностью 10 км отличается сложным рельефом дна с подъемами и впадинами с перепадами глубин от 11 до 38 м. Рассматриваемые результаты получены в ходе двухсуточной серии зондирований над подводным порогом и на продольно-осевых разрезах после него. В ходе измерений одновременно с шагом по глубине 0,5 м регистрировались профили скорости течения, температуры воды, концентраций взвеси, растворенных солей и кислорода, а также скорость и направление ветра. Применявшийся комплекс аппаратуры для регистрации распределений характеристик течений и состава воды представлен в работе [2].

Распределения скорости течения и параметров состава воды

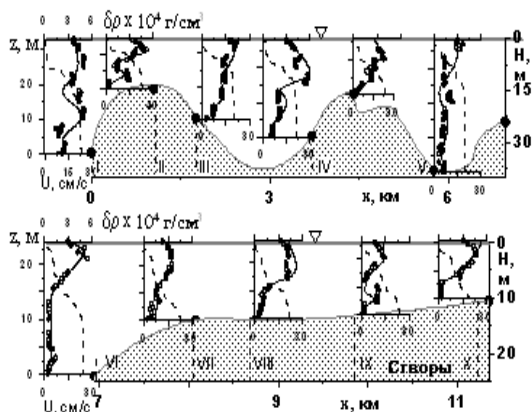


Рис. 1. Распределения скорости течения U и изменения плотности воды по высоте z от дна до поверхности $\Delta\rho$ перед, непосредственно над и за подводным порогом (продольно-осевой разрез широтной части оз. Телецкого от мыса Караташ до пос. Артыбаш, 27.07.2004).

Происхождение изучаемых течений связано с перетеканием вод из глубоководной части озера через подводный порог в мелководную область. Типичные профили

скорости $U(z)$ до подводного порога, непосредственно над ним и после него содержат придонный плотностной поток, промежуточную струю и стоковое течение (рис. 1). Сплошные кривые $U(z)$ на рис. 1 построены по приведенной в [2] теории, по которой рассчитаны распределения скорости в придонном потоке, струе и в стоковом течении. Аналогичные результаты были получены на разрезах 22.07.2003 и 8.08.2006 г.г. Структуры зарегистрированных течений с внутренними струями, несущими воды разного состава, претерпевали чередующиеся преобразования, связанные с неоднородностями структуры поля плотности воды, рельефа дна и нестационарностью потоков в зонах их формирования. Такие преобразования включали бароклинные и гравитационные ускорения, отрывы течений от дна, появления потоков с двойным пограничным слоем, переходы от многоядерных течений к одноядерным. Обнаружены вспыхивающие на фоне стокового течения вторичные гравитационные стратифицированные потоки, существенно влияющие на перенос взвеси, растворенных солей и кислорода в придонном слое.

На вертикали II (подводный порог у м. Караташ, (рис. 1)) в ходе 2-х сутокной

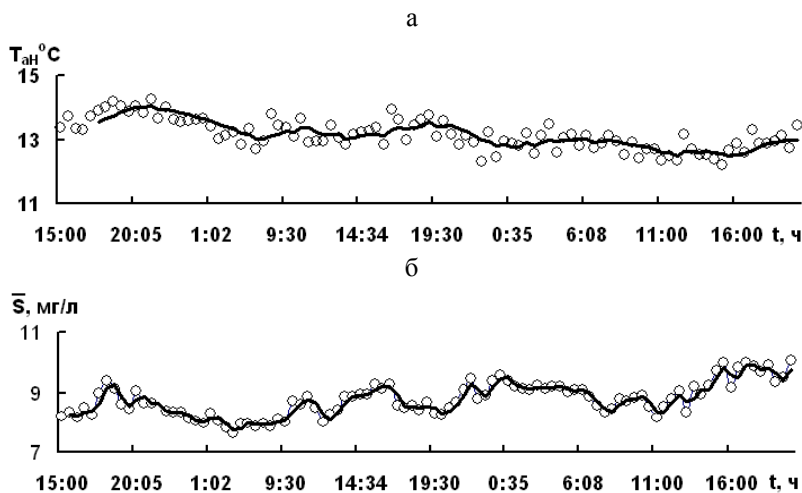


Рис. 2. Распределения во времени а – температуры воды $T_{ан}$, осредненной по всей глубине, и б – концентрации взвеси \bar{S} , средней по толщине придонного плотностного потока.

станции (4.08 - 6.08.2006 г.) было получено 99 комплексных профилей скорости, температуры, минерализации и 69 вертикальных распределений растворенного кислорода в первые 36 ч наблюдений. Средняя по глубине водоема температура воды над подводным порогом $T_{ан}$ в ходе измерений понижалась и это снижение за время выполнения всей серии зондирований составило 1°C (рис. 2 а). Одновременно происходило повышение концентрации взвеси в придонном плотностном течении \bar{S} с 8 до 10 мг/л (рис. 2 а). Подобный ход зависимостей $T_{ан}$ и \bar{S} от времени ха-

рактен для усиления придонного термически стратифицированного течения, рост средней по вертикали скорости которого \bar{U} показан на рис. 3 а.

Перетекание через подводный порог холодных вод с глубин, превышающих глубину озера над порогом, сопровождается снижением скорости течения у дна (из-за гравитационного торможения вод, преодолевающих порог). Ускорение течения сопровождалось заглублением максимума его скорости на профиле z_m (рис. 3 б).

Эволюция расположенной выше промежуточной струи тоже характеризуется положительным трендом на распределении максимальной скорости на ее профиле U_{jm} (рис. 3 в) и плавным снижением осевой линии струи, соответствующей высоте максимума скорости струйного течения над уровнем дна z_{mj} (рис. 3 г).

О глубинном происхождении вод придонного потока свидетельствуют не только понижения их температур при перетеканиях через порог, но и повышенные минерализации и содержания растворенного кислорода (в Телецком озере концентрация кислорода в летний период возрастает с глубиной). Анализ зависимости концентрации кислорода в придонном течении от интегрального числа Ричардсона для этого потока Ri_u свидетельствует о росте удельного содержания растворенного кислорода при повышении устойчивости течения.

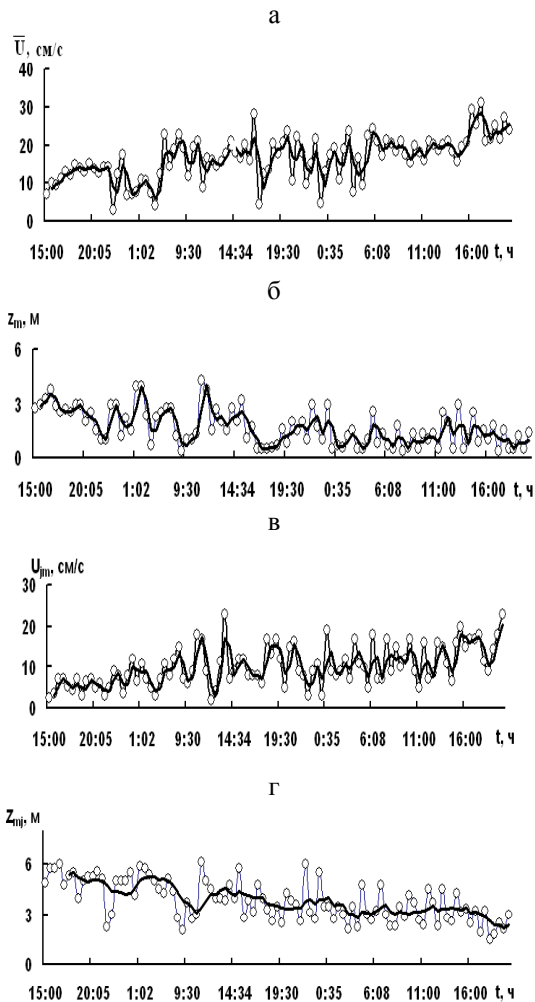


Рис. 3. Распределения во времени а – средней по вертикали скорости придонного плотностного потока \bar{U} , б - уровня максимума скорости на ее профиле для этого потока z_m , в – скорости струйного течения на его оси и г - ординаты максимума скорости промежуточной струи z_{mj} .

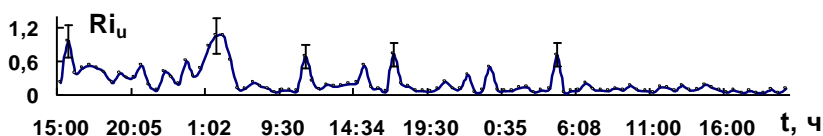


Рис. 4. Распределения во времени интегрального числа Ричардсона для плотностного потока $Ri_u(t)$.

Скорости увеличения концентрации кислорода $(u_{O_2})_R = \langle \bar{O}_2 \rangle^{-1} \partial \bar{O}_2 / \partial Ri_u$ по мере роста Ri_u составляли 0,4 – 0,7 на первых 26 вертикалях (15.00.4.08.2006 – 7.10.5.08.2006) при среднем значении $\langle Ri_u \rangle = 0,44$. Здесь и далее черта сверху и угловые скобки – знаки осреднения по тощине течения и по полной длительности всей серии зондирований соответственно. На остальных вертикалях с номерами 27 – 69 (7.32.5.08.2006 – 5.10.6.08.2006): $(u_{O_2})_R = 3 – 5$ при $\langle Ri_u \rangle = 0,2$. Таким образом, при спаде устойчивости вдвое до значений Ri_u , близких к критическому (0,25), на порядок усиливалось влияние ее изменений на концентрацию O_2 .

В моменты переброски глубинных вод через подводный порог отмечены пики гидродинамической устойчивости, хорошо заметные на распределении во времени интегрального числа Ричардсона для придонного потока Ri_u (рис. 5).

Полученные результаты свидетельствуют о прохождении через вертикаль зондирования холодных аэробных линз с повышенной минерализацией при перетеканиях через подводный порог вод из глубоководной меридиональной части озера.

Вторая половина станции соответствует интервалу времени, характеризующемуся потерей устойчивости придонным потоком. В этой стадии наблюдавшейся эволюции течений происходит слияние придонного плотностного потока с погружающейся промежуточной струей.

Рост устойчивости придонного потока сопровождается подъемом расположенного выше струйного промежуточного течения (рис. 5). Эта зависимость аппроксимируется логарифмической функцией числа Ri , причем наиболее активный подъем струи над придонным потоком имеет место при докритическом значении Ri_u (0,25). Затем этот процесс замедляется.

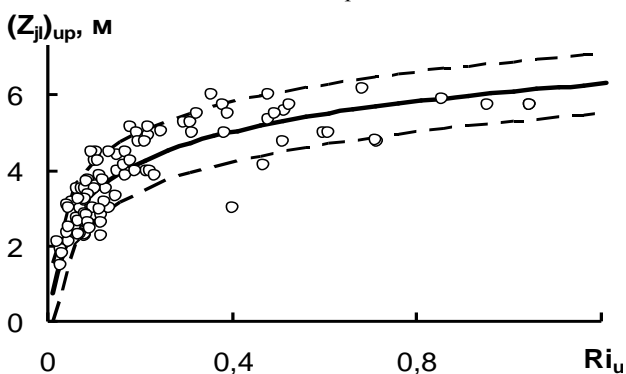


Рис. 5. Зависимость положения струи от устойчивости придонного потока. Пунктир – границы относительного стандартного отклонения.

Спектры флуктуаций характеристик течений

По итогам спектрального анализа флуктуаций скорости, траектории, толщины течения и концентрации взвеси

в придонном потоке $D_S[\bar{U}]$,

$D_S[z_u]$, $D_S[\bar{S}]$ и промежу-

точной струе $D_S[U_{jm}]$,

$D_S[z_{mj}]$, $D_S[\Delta z_{mj}]$, а также

скорости ветра $D_S[U_w]$ выяв-

лены основные моды колеба-

ний эти параметров. На норми-

рованных на максимум спек-

трах флуктуаций этих пара-

метров (рис. 6, 7) выделяются

наиболее четко выраженные

периоды t_w , равные 6, 3 и 2,2

ч. Такие максимумы на спек-

трах характеристик стратифи-

цированных течений обычно

связаны с развитием внутрен-

них волн. Оценка соответ-

ствующих квазилагранжевых

периодов $t_\lambda = t_E / (1 - U/c_w)$,

где $t_E = t_w$ – эйлеров период, а

U – скорость течения, дает

$t_\lambda = 12, 6$ и $4,4$ ч.

Природа этих волн обу-

словлена на наш взгляд двумя

основными механизмами гене-

рации. С одной стороны,

начальные возмущения, по-

рождающие данные волны, мо-

гут возникать при флуктуациях

скорости наклонной стратифи-

цированной струи, которая

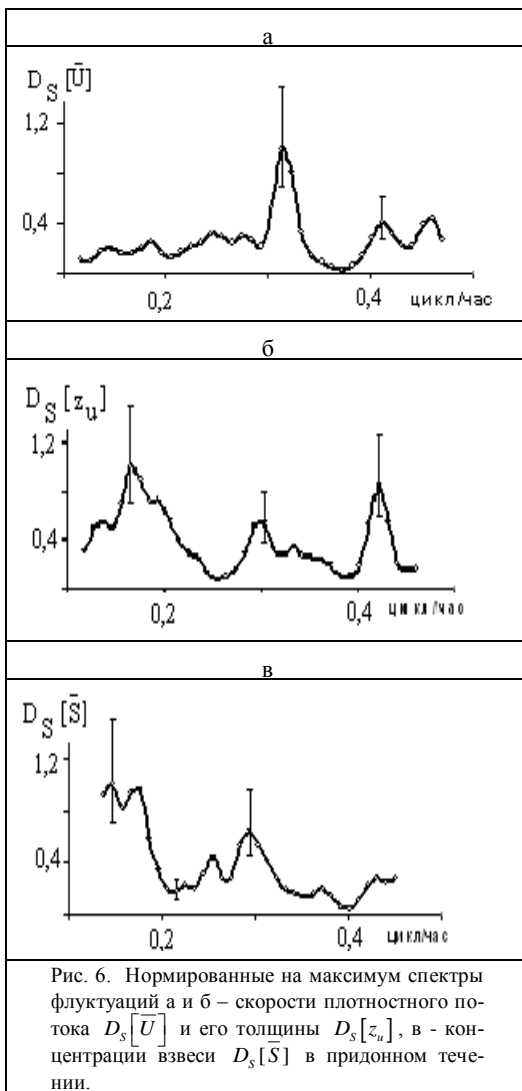


Рис. 6. Нормированные на максимум спектры флуктуаций а и б – скорости плотностного потока $D_S[\bar{U}]$ и его толщины $D_S[z_u]$, в – концентрации взвеси $D_S[\bar{S}]$ в придонном течении.

наблюдалась в меридиональной части бассейна. Эта струя перемещалась вниз по выпуклой поверхности глубинных холодных вод. Затем она перетекала через подводный порог и разделялась на придонное плотностное и струйное течения, которые рассматриваются в настоящей работе [5].

Данная струя, в силу ее гравитационной природы, ускоряется и замедляется, спускаясь по наклонным изопикническим поверхностям в меридиональной части бассейна, колеблющимся под влиянием внутренних сейш. Таким образом уже в зоне формирования придонного и струйного потоков над порогом существует достаточно мощный регулярный источник флуктуаций скорости течения.

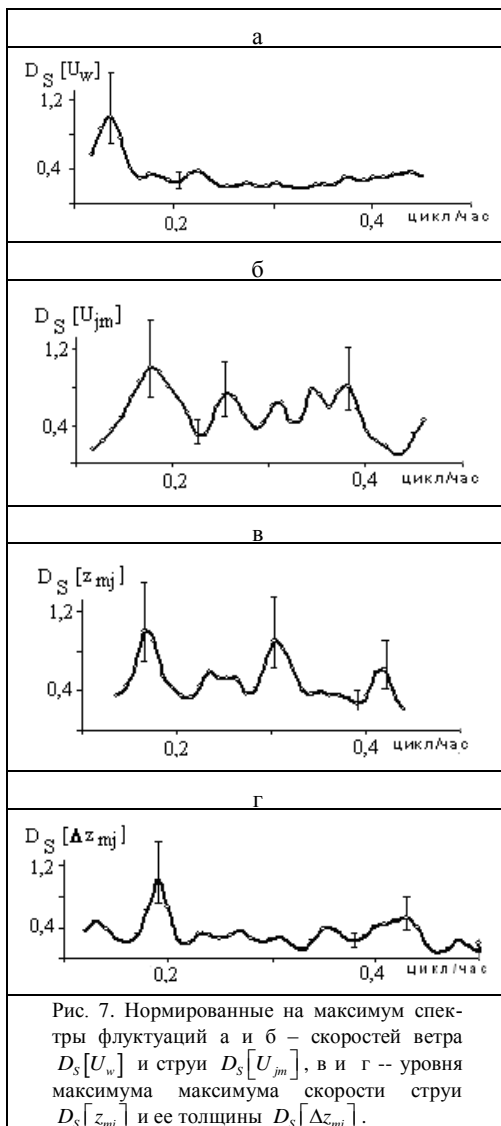
С другой стороны, на сложном рельефе дна в широтной части сразу за обтекаемыми препятствиями могут развиваться волны, аналогичные подветренным в атмосфере [3].

Для выяснения природы основных зарегистрированных мод на спектрах были проведены оценки периодов внутренних волн, развивающихся в глубоководной части озера (перед порогом) и в его мелководной части (после порога). Для меридиональной и широтной частей озера проведены оценки фазовой скорости внутренней волны c_w по ее выражению для двухслойной жидкости [4]

$$c_w = \left(g \cdot \Delta\rho / \rho \cdot h_1 h_2 / (h_1 + h_2) \right),$$

где h_1 и h_2 – толщины слоев, $\Delta\rho$ – разность плотностей жидкостей в них. В меридиональной части озера фазовая скорость волны составила 45-50 см/с. В широтной – 10 – 15 см/с, соответственно.

Для волн с высотами 10-20 м, зарегистрированных по ходу изотерм на глубоководном разрезе, характерна средняя длина $\lambda = 18$ км. При этом получается оценка их периода $t_w = \lambda / c_w \cong 11-15$ ч с $c_w = 45-50$ см/с. В предположении о сейшевой природе этих волн, которое подтверждается характеристиками внутренних сейш Телецкого озера из работы [1], такой же период получается для 6-й моды



внутренней сейши из выражения $t_{ис} = L_x / n_m c_w$. Здесь $L_x = 68 \text{ км}$ – протяженность глубоководной меридиональной области бассейна, n_m – номер моды.

Для проверки второй версии, связанной с генерацией волн топографическими возмущениями, возникающими в широтной части озера, можно воспользоваться результатами теоретических исследований, приведенными в [71]. Согласно этим результатам, волны наибольшей амплитуды возбуждает возвышенность, половина длины которой равна примерно 1/6 длины волны. Тогда для нашего случая в соответствии с известным рельефом при средней ширине основных возвышений дна 2 км получается $\lambda = 6 \text{ км}$. При этом период волны составляет $t_w = \lambda / c_w \cong 11\text{-}16 \text{ с}$ $c_w = 10\text{-}15 \text{ см/с}$ в широтной части озера для разрезов 2003, 2004, 2006 гг.

Итак, обе оценки дают, в среднем, $t_w = 13 \text{ с}$ с отклонением 20%. Это неплохо согласуется данными спектрального анализа для низшей обнаруженной моды, после определения квазилагранжевого периода $t_\Lambda = 12 \text{ ч}$. Соответственно, весь набор мод может рассматриваться как последовательный ряд кратных (старших) мод $t_\Lambda = 12, 6 \text{ и } 4,4 \text{ ч}$. Наиболее вероятной представляется гипотеза о появлении зарегистрированных внутренних волн в течениях над порогом и за ним под влиянием флуктуациями скорости гравитационной стратифицированной струи, спускающейся по колеблющемуся жидкому грунту с выпуклой поверхности холодных вод в меридиональной части озера. Эта гипотеза подтверждается результатами расчета скорости наклонной струи. С учетом гравитационного ускорения и продольной неоднородности получается теоретическое значение скорости, близкое к средней скорости плотностного потока перед порогом (14 – 16 см/с). В пользу этой гипотезы свидетельствует также 6-ти часовой максимум на спектре скорости ветра (рис. 7 а). Именно ветер, меняющий направление в утренние и вечерние часы, вызывает сгоны и нагоны, индуцирующие генерацию свободных и внутренних сейш.

Распределения скорости придонного потока и струи на 3-х разрезах

Расчитанные по одномерным математическим моделям продольные распределения скоростей придонного потока (средней по вертикали) и промежуточного течения (на оси струи) в целом согласуются с данными измерений для трёх разрезов 2003, 2004 и 2006 г.г. (рис. 8). Моделирование течений по глубине и длине на разрезе проведено на базе системы уравнений переноса импульса, примесей и турбулентной энергии в приближениях из [2]) и уравнения состояния [6]. Средние скорости, меняющиеся вдоль по потоку, находились, после интегрирования исходных уравнений по толщине каждого потока, из 1-мерных уравнений динамики. Скорости струй получались из уравнений динамики для ядер этих течений. Высота плотностного течения определялась, как $z_u = z_{u0} + a_{Ei} \cdot \int_0^x i_s dx$ по гипотезе о вовлечении [4] для положительных и отрицательных уклонов дна i_s .

Профиль скорости струи получается в результате суперпозиции двух внутренних струй $U_j = U_{j_1} + U_{j_2}$. Теоретическое решение для скорости одной струи было получено в группе ранее $U_{j_1} = Um_j \cdot f_u(\xi)$,

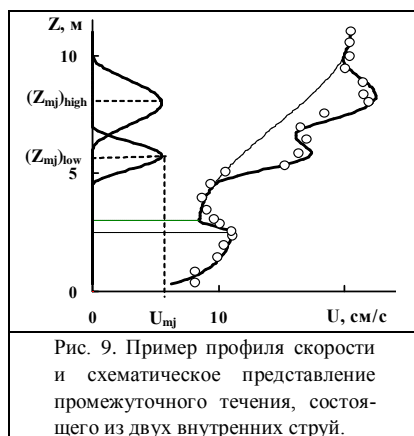
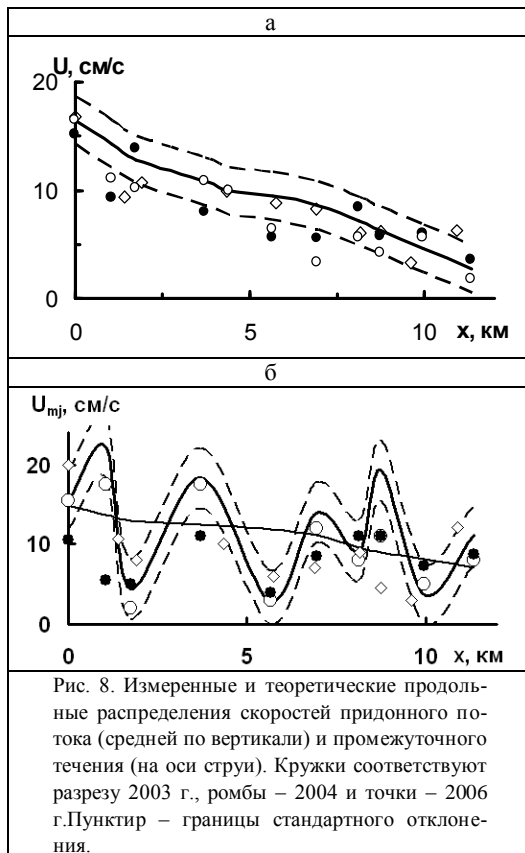
$$f_u = 1 - 3\xi^2 + 2\xi^3,$$

$$\xi = |z - (z_{mj})| 0.5(\Delta z_{mj})_i.$$

При анализе профилей скорости, измеренных на продольно-осевых разрезах течений, установлено, что, как правило, на профиле скорости промежуточного течения существуют два максимума. Эти экстремумы по мере распространения течения могут меняться по величине. Причем наилучшая аппроксимация вертикального распределения скорости промежуточного течения получается путем суперпозиции двух струй (рис.9). Подобное распределение скорости обычно сопровождалось квазиступенчатым вертикальным распределением плотности воды

внутри полного промежуточного течения. В ходе анализа удалось выявить квазилинейные зависимости между уровнями максимумов внутренних струй $(z_{mj})_{high} = (z_{mj})_{low} + d_{mj}$, где $d_{mj} \cong 3\text{ м}$, и между основной траекторией струи и рельефом дна $z_{mj} \cong 0,5H(x)$, где H – глубина.

Такие зависимости позволяют при известных теоретических профилях скорости в каждой из внутренних струй получить полные профили скорости в промежуточном течении, толщина которого определяется как



$$\Delta z_j = (\Delta z_j)_0 + \int_0^x (\partial_x \Delta Z_j) dx.$$

Здесь $\partial_x \Delta Z_j$ утолщение струи, равное функции вовлечения En_j при квазипостоянной скорости течения, когда $\partial_x U_j \ll (\partial_x \Delta z_j) U_j / \Delta z_j$.

Турбулентное вовлечение в струю

Для определения изменения толщины струи вдоль по потоку $\partial_x \Delta Z_j$ были произведены расчеты функции турбулентного вовлечения окружающих вод в струю $En_j = \frac{1}{U_j} \partial_x (U_j \Delta z_j) = \partial_x \Delta z_j + (\partial_x U_j) \cdot \Delta z_j / U_j$. Общая форма зависимости

En_j от параметров струи и скорости ветра была найдена из уравнения динамики промежуточного течения в виде

$$En_j = \frac{\alpha_E Ri_j i_{sj}}{(1 + Ri_j)^2} + 1,5 \cdot 10^{-3} \frac{U_w}{U_{w1}},$$

где $Ri_j = \frac{g \Delta \rho_j \Delta z_j}{\rho U_{mj}^2}$ интегральное число Ричардсона для струи, $U_{w1} = 1$ м/с, α_E - коэффициент, близкий к единице. Согласно этой зависимости, которая подтверждает

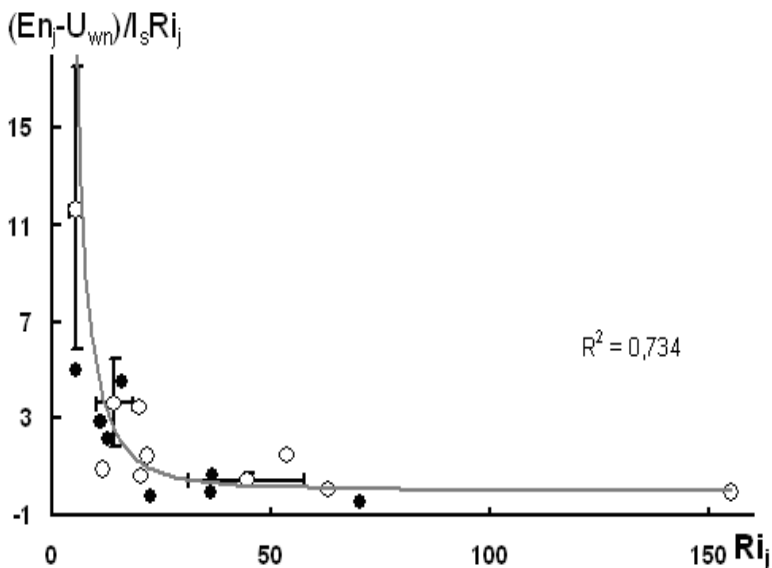


Рис. 10. Зависимость, характеризующая гасящее воздействие плотностной стратификации на вовлечение в промежуточном течении, с учетом влияния ветра и уклона по траектории струи.

ется графиком на рис. 10, вовлечение в струю на сложном рельефе дна подвержено влиянию следующих факторов. 1. Гасящему воздействию стратификации на обмен, ведущему к спаду En_j . 2. Усилению обмена с ростом устойчивости при увеличении уклона по траектории струи за счёт ее гравитационного ускорения.

3. Активизации вовлечения в промежуточную струю с ростом скорости ветра. Этот эффект, который учитывается вторым слагаемым в приведенном выше выражении En_j , связан с ускорением дрейфового течения, которое непосредственно взаимодействует со струей, расположенной сразу под ним. Пользуясь найденным выражением, можно рассчитать утолщение струи вдоль оси ее распространения. Данное выражение проверялось в следующих диапазонах изменения параметров струйного течения: $En_j = -0.01 \div 0.01$, $Ri_j = 1 \div 26$, $\Delta z_j = 5 \div 20$ м,

$$U_{mj} = (4 \div 18) \text{ м/с}, \Delta \rho_j = (1 \div 5) \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^3, i_{sj} = -0,013 \div 0,012, U_w = (1 \div 8) \text{ м/с}.$$

Программа работ, выполнявшихся нашими экспедициями на оз. Телецком, включала гидрофизические, гидрохимические и гидробиологические исследования. Такой комплексный подход к изучению процессов энерго- и массопереноса в озере был реализован, благодаря объединению усилий групп физического факультета МГУ и гидрохимиков и гидробиологов ИВЭП СО РАН [7]. На разрезах, данные измерений на которых рассматриваются в этой работе, регулярно отбирались пробы воды с последующими анализами их состава.

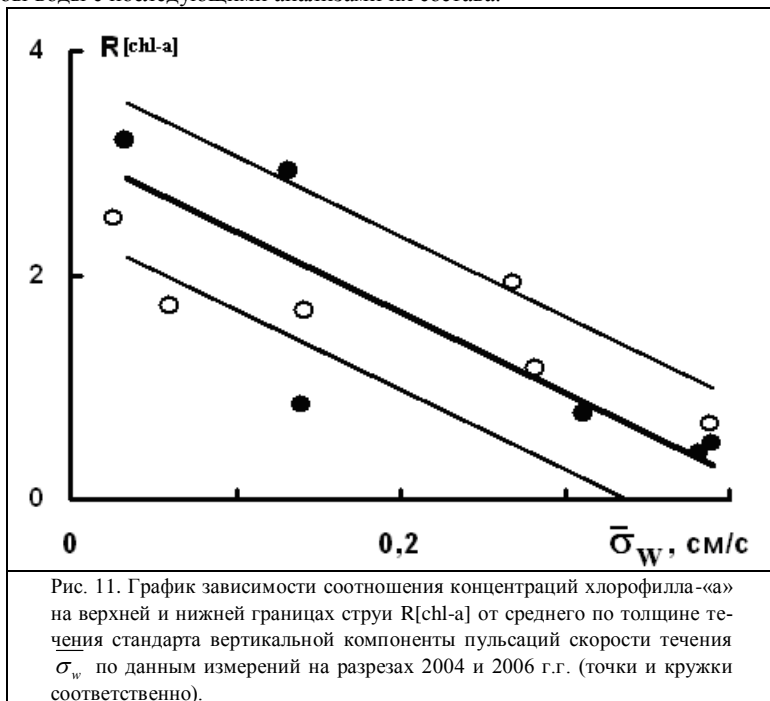


Рис. 11. График зависимости отношения концентраций хлорофилла-«а» на верхней и нижней границах струи $R[\text{chl-a}]$ от среднего по толщине течения стандарта вертикальной компоненты пульсаций скорости течения $\bar{\sigma}_w$ по данным измерений на разрезах 2004 и 2006 г.г. (точки и кружки соответственно).

Полученные данные о распределении концентрации хлорофилла-«а» по глубине и вдоль по течению позволяют оценить влияние стратифицированного промежуточного течения на этот важнейший показатель качества воды. Из представленной на рис. 11 а зависимости соотношения концентраций хлорофилла-«а» на верхней нижней границах струи от стандарта вертикальной компоненты пульсаций скорости течения $\overline{\sigma_w}$ следует вывод о выравнивании концентраций с ростом $\overline{\sigma_w}$. Средняя по толщине струи величина среднеквадратического значения пульсаций скорости находилась по выражению $\overline{\sigma_w} \cong \frac{0,04U_j}{(1 + 0,4Ri_j)^{0,5}}$ из [8].

Отмеченное выравнивание сопровождалось ростом концентрации хлорофилла-а на нижней границе промежуточного течения по мере убывания ее значения на верхней (рис. 12). Отсюда следует, что с усилением обмена в струе происходит перенос хлорофилла-«а» в глубинные слои. Таким образом струя играет роль агента

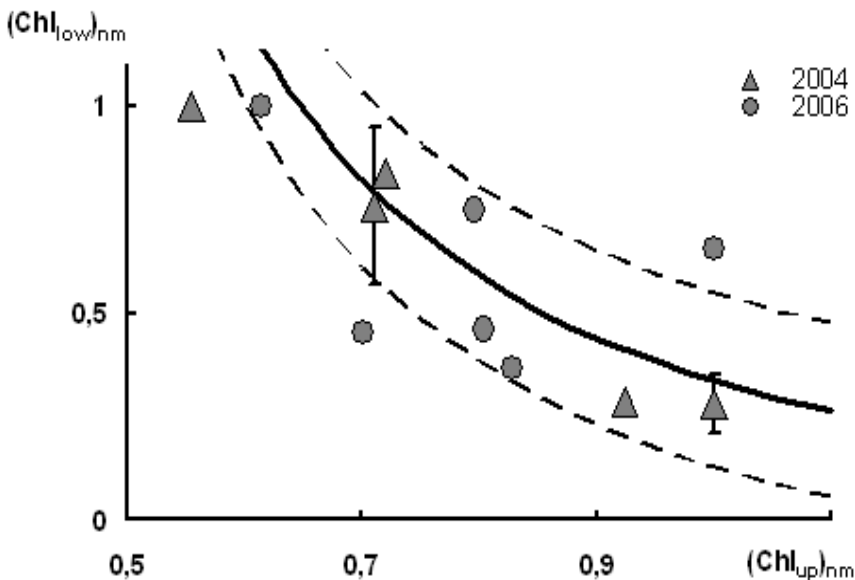


Рис. 12. Связь нормированных на максимум концентраций хлорофилла-«а» на нижней и верхней границах промежуточного струйного течения по данным измерений на разрезах 2004 и 2006 г.г.

переноса примесей между приповерхностными и глубинными слоями. Воздействие этого транспорта содержащихся в воде субстанций, влияющих на развитие биосферы водоемов, может быть довольно существенным в струях с тощинами 5 – 20 м, подобных рассмотренным в данной работе.

Основные результаты

1. Установлено, что структура течения над подводным порогом и после него включала плотностной, промежуточный и стоковый потоки.
 2. На основании оценок скоростей и результатов спектрального анализа параметров течений предложена гипотеза о механизме эволюции потоков над порогом и за ним под влиянием внутренних сейш на динамику струи перед порогом.
 3. Обнаружено, что при перетекании вод через порог повышалась устойчивость придонного потока и происходил подъём промежуточного течения. Получена зависимость траектории этого течения от интегрального числа Ричардсона для плотностного потока.
 4. Обнаружено появление холодных аэробных линз в придонном потоке над порогом при повышении его устойчивости.
 5. Установлено, что распределения скорости струи, полученные на разрезах в 2003, 2004 и 2006 гг, в основном согласуются с теоретическими результатами.
 6. Выявлены зависимости, определяющие траекторию и профиль скорости промежуточного течения, состоящего из двух внутренних струй.
 7. Получено выражение функции вовлечения для промежуточного течения с учетом его устойчивости, траектории и влияния ветра.
 8. Установлено, что рост вертикальной компоненты пульсаций скорости в промежуточной струе приводит к выравниванию концентраций хлорофилла-«а» на границах потока и, таким образом, способствует обогащению глубинных вод питательными веществами.
- Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 05-05-64870).

Литература

1. *Селегей В.В., Селегей Т.С.* Телецкое озеро. Л.: Гидрометеоиздат. 1978.142 с.
151. Самолубов Б.И. Придонные стратифицированные течения и транспорт взвеси в водохранилищах и озерах // *Водные ресурсы*. 2006. Т. 33. № 4. С. 440 – 454.
152. Скорер Р. *Аэрогидродинамика окружающей среды*. М.: Мир. 1980. С.350.
153. Тернер Дж. *Эффекты плавучести в жидкостях*. // М.: Мир, 1977, 429 с.
154. Samolyubov B.I., Afanasjev E. S., Shilnev A.W. Stratified currents in the gradient flow at the complex bottom relief // *Int. conf. "Fluxes and structures in fluids"*. Moscow. 2005. Abstr. P.98-100
155. Chen C. T. A., Millero F. J. Precise thermodynamic properties for natural waters covering only the limnological range // *Limnology and Oceanography*. 1986. V.31. № 3. P. 657-662.
156. Samolyubov B.I., Kirillov W.W. The interacting and transforming into each other jet-type and near-bottom stratified currents // *Int. conf. "Fluxes and structures in fluids"*. Moscow. 2005. Abstr. P.96-98.

157. Анисимова Е.П., Петров В.В., Сперанская А.А., Шитов М.В. Исследование поля скорости в потоках сложной структуры // Вестник МГУ, сер. 3, 1992. Т. 33, №5, С.63-67.

ПРОГНОЗ РАЗМЫВА ДНА МАЛЫХ МЕДЛЕННЫХ РЕК

Елкин Д.Н., Мельникова О.Н.

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

В настоящее время все реки в России в той или иной степени испытывают влияние гидросооружений. Особенно сильно сказывается строительство плотин на малых реках. Скорость течения малых рек вблизи места впадения в водоемы и крупные реки не превышает 5-10 см/с. При таких значениях скорости потока отложение примеси преобладает над размывом. В результате происходит дальнейшее снижение скорости течения. Многие малые реки в нижнем течении в межень превращаются в непроточные водоемы. В мелких, хорошо прогреваемых водоемах активно развиваются водоросли (в том числе и сине-зеленые), болезнетворные бактерии, паразиты, происходит замор рыбы. Если на дне реки преобладает процесс осаднения, то происходит накопление загрязнений. В паводок вредные примеси оказываются вновь в толще воды. Этот процесс до сих пор наблюдается, например, на реке Припять, где периодически появляются всплески уровня радиоактивных веществ. Считается, что при малой скорости рек (менее 20 см/с) размыв дна в реках очень мал. Однако исследования русловой группы нашей кафедры показали, что стационарные потоки, скорость которых убывает вдоль по течению, размывают дно канала при очень малых значениях скорости. Результаты этих исследований позволяют предложить простой метод прогноза размыва дна медленных малых рек. Цель работы. Разработка простого способа прогноза размыва дна прямых рек и каналов стационарным потоком с гладкой свободной поверхностью ($u_{max} < 23$ см/с)

Введение.

Для прогноза размыва дна каналов потоками воды используются эмпирические методы расчета, дающие удовлетворительные результаты, если применяются для тех же условий, в которых были получены. Определяющими критериями являются числа Фруда, Рейнольдса, характер грунта и др. Нередко решение этой задачи невыполнимо, особенно для крупных, глубоких рек: числа Рейнольдса получаются в лаборатории значительно меньшими, а Фруда большими.

Проверка [1] эмпирических методов [2,3] для Амазонки и Миссисипи дала значительные расхождения расчетных и натуральных данных сразу по нескольким параметрам. В [4] проверены методы [2,3,5 – 7] для 414 крупных и 535 средних рек и каналов. Минимальная относительная ошибка при расчете концентрации взвеси обнаружена для метода [2] и составила 50%, максимальная - для метода [3] 165%. Остальные параметры отличаются от измеренных значений примерно на такую же величину. Существующие пакеты программ для расчета размыва дна основаны на тех же методах. Значительное различие измеренных и рассчитанных параметров показывает, что проблема прогноза деформации дна рек до сих пор актуальна.

Основным видом деформации дна каналов является формирование регулярных структур, имеющих вид поперечных гряд. При формировании гряд на первоначально ровном дне, сначала возникают поперечные параллельные канавки, имеющие четкий регулярный характер [8]. В [9 – 11] предполагается, что гряды формируются исключительно когерентными турбулентными структурами

"BURST". В [12] обнаружено формирование гряд потоком с числом Рейнольдса $Re < 2000$ для диаметра донных частиц 0.6-5 мм. В [13, 14] гряды обнаружены в потоке с $Re < 1030$. При таких низких числах Рейнольдса гряды образовывались в течение длительного времени (порядка 1 часа). Отсутствие физического механизма формирования гряд обуславливает существование множества эмпирических формул [15] для прогноза процесса. Первые количественные соотношения между частотой образования когерентных структур и перемещением донных частиц были получены в [16].

В экспериментальных работах, выполненных на кафедре физики моря и вод суши, [17, 18] установлены основные характеристики когерентных структур, формирующихся в стационарном потоке у дна прямого канала. В тормозящемся вдоль по течению потоке периодически образуются цилиндрические вихри с горизонтальной осью, перпендикулярной направлению потока.

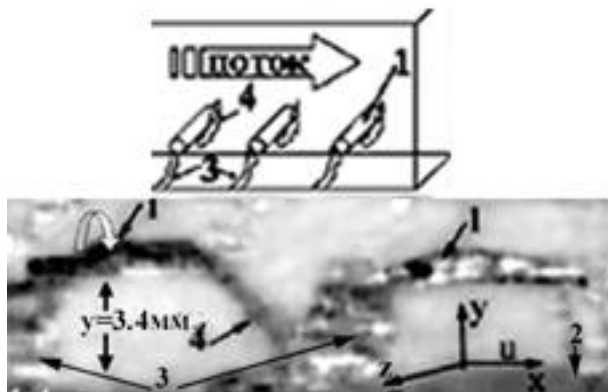


Рис. 1 Цилиндрические вихри, возникающие у дна канала в тормозящемся потоке жидкости.

Центральная часть вихрей, представляющая собой цилиндры, вытянутые вдоль поперечной координаты, приподнята над дном. У передней и задней стенок канала вихри опускаются вниз так, что концы вихрей скользят по дну, из-за чего эти вихри иногда называют подковообразными. Диаметр вихрей составляет примерно две трети толщины δ придонного слоя, в котором скорость течения является линейной функцией вертикальной координаты y : $u = u_0 + \chi y$, $\chi = \text{const}$, u_0 - придонная скорость. Угловая скорость вихря равна $\omega = \chi/2$ в зоне его формирования. Вихри образуются одновременно на равном расстоянии s друг от друга с периодом T [18]:

$$T = \left(\frac{\delta}{u_\delta |u_x^\delta| C_f} \right)^{1/2} \arctg \left(u_0 \sqrt{\frac{C_f}{u_\delta |u_x^\delta| \delta}} \right) \quad (1)$$

$$s = Tu_0 - \frac{\delta}{2C_f} \ln\left(1 + u_0^2 \frac{C_f}{u_\delta \left| u_x^\delta \right| \delta}\right), \quad u_\delta = 5u_0$$

(2)

Здесь введены следующие обозначения: u_δ – скорость потока на верхней гра-

$$u_x^\delta = \left. \frac{\partial u}{\partial x} \right|_{y=\delta}$$

нице придонного слоя толщиной δ , $\left. \frac{\partial u}{\partial x} \right|_{y=\delta}$ – продольный градиент скорости основного течения для $y=\delta$, C_f – коэффициент трения скольжения водно-го объема по твердой поверхности.

В [19] получены эмпирические зависимости параметров, входящих в (1) – (2), от основных легко измеряемых характеристик потока: максимальной в поперечном сечении скорости потока u , размера донной шероховатости, продольного градиента скорости течения. Данная модель проверена в лабораторных и натуральных условиях для рек и каналов, в том числе по данным других авторов.

В работе [20] впервые исследован процесс деформации дна замедляющимися стационарными потоками, скорость которых не превышает 23 см/с. Такие потоки могут переносить только мелкий грунт – песок или ил. В работе рассмотрена деформация песчаных грунтов. Показано, что на первоначально ровном дне сначала формируются параллельные канавки в месте вылета вихрей, захватывающих и уносящих песок. Затем зона вылета вихрей постепенно смещается вниз по течению. В результате со дна снимается слой песка толщиной в один диаметр вихря. Получена зависимость количества уносимого песка от угловой скорости вращения вихря. В конце третьего перелета вихря он теряет весь песок, формируя насыпь – гребень гряды. Гряда, возникающая на дне, меняет распределение скорости потока вдоль продольной координаты. В этих условиях зона формирования вихрей сосредоточивается между гребнями гряды, формируя яму. Скорость размыва ямы ниже, чем скорость размыва начальной прорези.

Полученные данные позволяют поставить вопрос о создании прогноза размыва дна рек и каналов потоками, скорость которых не превышает 23 см/с и убывает вдоль по течению.

Аппаратура и методика измерений

Эксперименты проводились в прямом канале с прозрачными стенками длиной 3,5м, шириной 20см с замкнутым водоснабжением, с подачей воды из бака с переливом. На дно канала уложен слой песка со средним диаметром песчинки 0,2мм. Плавное изменение уклона дна и расхода воды позволяло устанавливать необходимый продольный градиент скорости течения. Интервал изменения скорости исследованных потоков 6 – 10 см/с, глубины 3 – 5 см, максимальное число Фруда 0,16.

На начальном участке канала на дно уложен гравий с максимальным размером частиц 0,5 см для предотвращения размыва дна в зоне замедления течения при выходе потока в канал. Поток в исследуемом диапазоне значений скорости не раз-

мывает этот грунт. Высокая шероховатость гравия создает на стыке гравий–песок условия, при которых скорость потока возрастает в направлении движения при переходе границы, а размыв песчаного дна не происходит.

Ниже по течению от границы гравий–песок у вертикальной задней стенки канала была сооружена дополнительная стенка. Конструкция формировала область сужения канала (ускорения течения) и расширения канала (замедления течения).

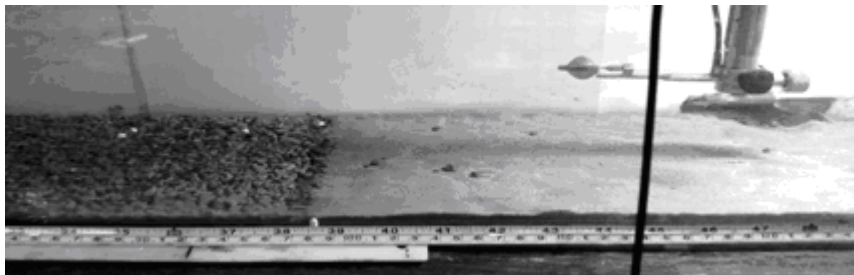


Рис.2. Экспериментальная установка. Слева на дне уложен гравий, справа – песок. Поток течет слева направо.

Для исследования поля скорости потока использовались сферические частицы полистирола диаметром 0.05см (плотность 1.05г/см³). Перемещение шариков записывалось видеокамерой через боковую стенку канала при специальной подсветке (скорость съемки 25 кадров в секунду, время экспозиции 0.022 с).

Если частицы двигаются, как пассивная примесь с потоком, то имеют горизонтальные траектории. Скорость осаждения таких частиц, называемая «гидравлической крупностью», рассчитанная по формуле Стокса

$$u_{oc} = \frac{1}{18} \frac{\Delta\rho}{\rho_{ж}} \frac{gd^2}{\nu} \quad (3)$$

(где $\Delta\rho$ - разность плотности частицы и жидкости, g –ускорение силы тяжести, d - диаметр частицы, ν - кинематическая вязкость). При разности плотности меньше, чем 0.2 г/см³, формула Стокса дает завышенные результаты. Скорость осаждения частиц была несколько меньше скорости, рассчитанной по формуле Стокса, и составляла 0.1 см/с. Шарики, двигающиеся с основным потоком, имели почти горизонтальные траектории: смещение по вертикали одной частицы не превышало 1 мм на участке 10 см. По перемещению частиц от кадра к кадру или по длине трека определялось поле скорости основного потока. Поверхностная скорость течения исследовалась по перемещению легких шариков из пенопласта.

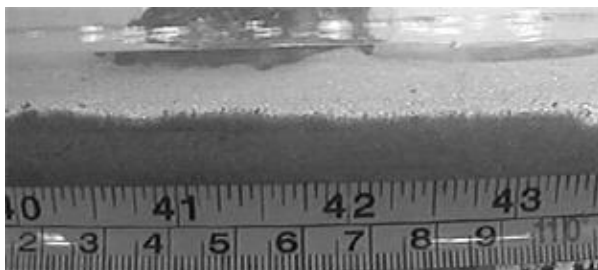


Рис. 3. Исследование поверхностной скорости течения потока с помощью шариков из пенопласта.

Доверительный интервал определения скорости потока по перемещению частиц составлял 0.1 см/с для доверительной вероятности 0.67.

Изменение формы поверхности дна исследовалось по видеозаписи для нескольких продольных сечений. Для выделения продольного сечения использовалась маркировка в виде тени от линейки, укрепленной над поверхностью воды, как показано ниже на рисунке.

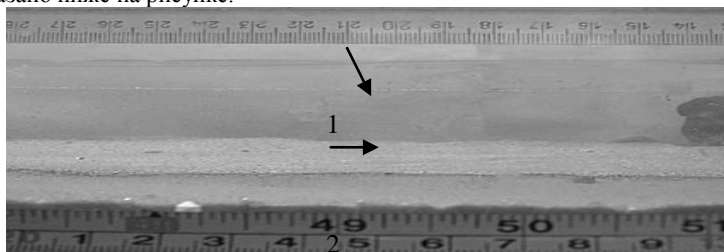


Рис.4 Маркировка осевой линии на дне канала с помощью тени от линейки, освещенной сверху. 1 – поверхность воды, 2 – тень от линейки на поверхности песка

Координаты поверхности дна определялись по кадрам видеозаписи и фотографиям в редакторе «Фотошоп». Доверительный интервал определения координат дна составлял 0.1 мм для доверительной вероятности 0.67.

Поле скорости и деформация дна

Исследования деформации дна канала проводились в указанном выше диапазоне скорости течения. Вначале исследовался размыв в равномерном потоке (скорость течения не менялась в направлении течения), затем у задней стенки канала устанавливалась цепочка понтонов. В первом случае размыва дна в канале обнаружено не было. Во втором случае на участках, на которых поток тормозился, медленно формировались гряды на дне.

На рис.6 приведена зависимость максимальной в сечении осредненной по времени скорости течения от продольной координаты. Данные получены через 15 мин после запуска насоса, когда глубина потока достигла стационарного значения.

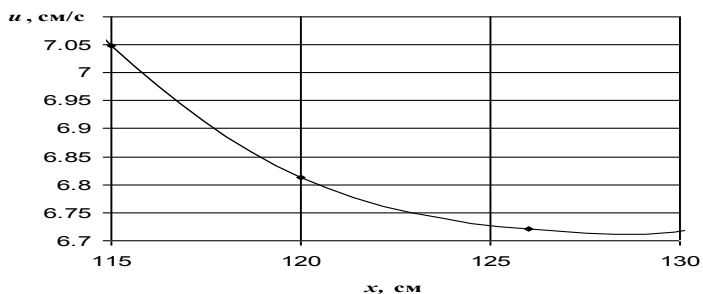


Рис. 5. Зависимость средней скорости потока от продольной координаты. Скорость измерялась на оси канала у свободной поверхности.

На рисунке ниже показана форма поверхности песчаного дна, сформированная потоком после заполнения канала. В зоне торможения течения ($115 \text{ см} < x < 130 \text{ см}$) образовались гряды длиной 1.5, 2.5 и 3.5 см. Короткие гряды образовались

при $u_x^\delta = -0.015 \text{ с-1}$, более длинные при $u_x^\delta = -0.01 \text{ с-1}$, а самые длинные при $u_x^\delta = -0.006 \text{ с-1}$.

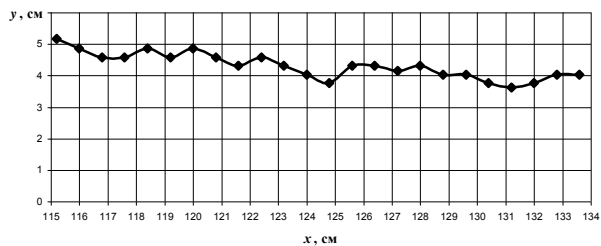


Рис.6 Форма песчаной поверхности

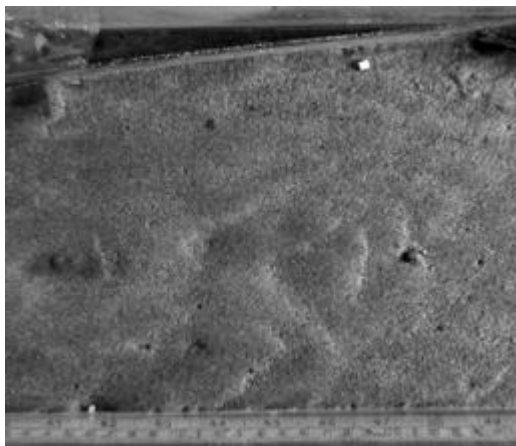


Рис.7 Форма песчаного дна в зоне торможения течения. Поток течет слева направо.

Характеристики течения в вязком слое

Для расчета параметров формирующихся вихрей придонную скорость u_0 и толщину вязкого слоя δ можно определить по следующему графику, полученному в [21] для песка с диаметром 0.2 мм.

Расчет по формулам (1), (2) для $\delta = 0.55$ см, $u_0 = 0.3$ см/с и приведенных выше значениях продольного градиента скорости дает значения расстояния между соседними вихрями 1.6, 2.5 и 3.4 см, а период отрыва – 9 с, 13 с и 17 с соответственно. Расстояние между вихрями близко расстоянию между грядами, зафиксированному на соответствующих участках дна.

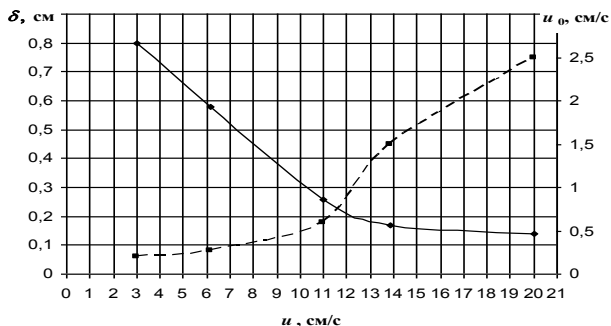


Рис.8 Зависимость толщины вязкого слоя δ и придонной скорости u_0 (штриховая линия) от максимальной скорости потока.

Перенос песка вихрями

Ранее проведенные эксперименты (для скорости потока $u > 15$ см/с) позволили установить, что с увеличением угловой скорости основного вихря (определяется скоростью потока и диаметром донной шероховатости) количество песка, переносимого вихрями, увеличивается. В настоящей работе оценка количества песка, выносимого одним вихрем, осуществлялась по изменению формы дна после вылета вихрей. Процесс подъема вихря показан ниже.

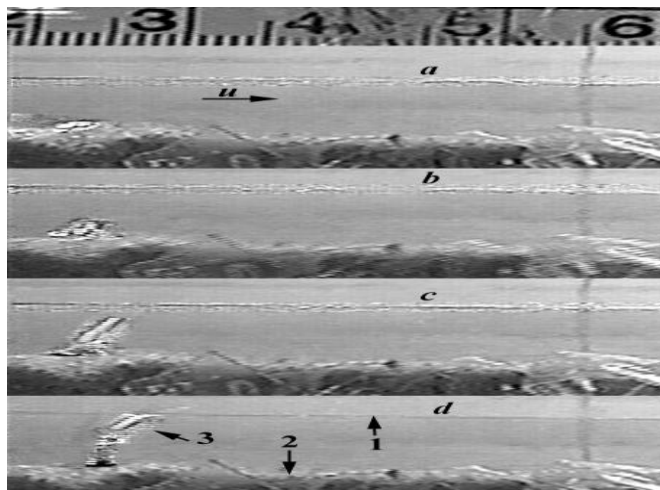


Рис.9. Подъем песка вихрем. 1 – поверхность воды, 2 – дно, 3 – поднимающийся вихрь.

Полученные данные впервые позволили получить зависимость количества песка, поднимаемого вихрем, от скорости потока для скорости потока $6 < u < 12$ см/с. Ранее таких данных не получали.

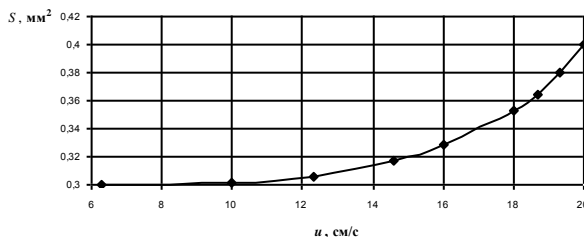


Рис.10 Зависимость сечения слоя песка, уносимого одним вихрем от скорости потока

Формирование гряд вихрями

Расчет по формулам (1), (2) для $\delta = 0.55$ см, $u_0 = 0.3$ см/с и приведенных выше значений продольного градиента скорости дает расстояния между соседними вихрями 1.6, 2.5 и 3.4 см, а период отрыва – 9 с, 13 с и 17 с соответственно. Расстоя-

ние между вихрями близко расстоянию между грядками, зафиксированному на соответствующих участках дна (рис.6).

В [20] показано, что вихри теряют весь песок в конце третьего перелета вихря вдоль циклоиды. Вихрь приземляется в конце третьего перелета на расстоянии 25δ от зоны формирования. Используя это выражение можно определить расстояние, на которое смещается вихрь за три перелета – 18 см. При последнем приземлении вихрь теряет песок. Это значит, что все вихри, образующиеся на участке длиной 15 см, выносят песок с участка и теряют его ниже по течению.

Зная количество вихрей, вылетающих за минуту с данного участка, можно определить количество унесенного песка, если известно, сколько песка уносит один вихрь.

Используя эти данные, получаем, что за минуту с указанного участка вихри уносят примерно 4 мм^2 песка. Прямое измерение площади размытого песка на участке за одну минуту, полученное в результате обработки видеозаписи процесса, позволило получить следующую зависимость измеренной величины от времени.

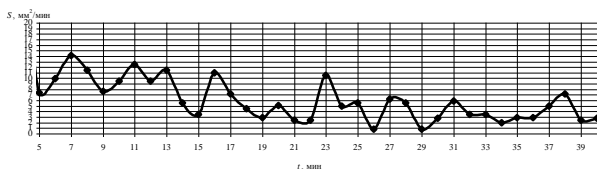


Рис.11 Зависимость площади сечения слоя песка, уносимого вихрями с участка за минуту, от времени

Из приведенных данных следует, что примерно 15 минут вначале процесса скорость размыва превышает расчетную. Следует учесть, что при заполнении канала растет глубина потока, а скорость падает. После того, как канал заполняется и устанавливается постоянная глубина потока, размыв приближается к расчетной величине $4 \text{ мм}^2/\text{мин}$.

Расчет размыва по средним величинам

На том же участке канала был проведен ряд экспериментов при большей скорости потока и при большем значении продольного градиента скорости. Для всех экспериментов полученные данные были близки результатам расчета. Статистическая обработка полученных данных показала, что скорость размыва за промежуток времени ΔT на участке канала длиной L можно считать для средних на участке значений скорости течения, градиента скорости, параметров вихрей по следующей формуле:

$$S_{\Delta T} = \frac{\Delta T}{T} \left(\frac{L}{s} - 1 \right) S_{\text{нес}} \quad (4)$$

Результаты расчетов и экспериментальные данные для участка длиной 10см представлены в следующей таблице

u, см/с (сред-	6.6	10.3	9.8
----------------	-----	------	-----

нее)			
u_x^δ , с-1 (среднее)	0.01	0.0135	0.021
u_0 , см/с	0.3	0.5	0.5
δ , см	0.55	0.3	0.32
T , с	13	6.9	5.4
s , см	2.5	2.3	1.7
$S_{\text{мин}}$, мм ² /мин	4	7.8	16.7
$S_{\text{мин}}$, мм ² /мин (эксп)	3.9	8	16

Хорошее соответствие расчетных и экспериментальных данных позволяет заключить, что предложенное выражение (10) может быть использовано для расчета размыва дна, если дальность трех перелетов вихрей на участке больше, чем длина участка.

Выводы

Показано, что при малых значениях скорости течения ($6 < u < 12$ см/с) в замедляющихся стационарных потоках воды на дне каналов образуются гряды и происходит размыв дна (средний диаметр песчинки 0.2 мм).

Показано, что в указанном диапазоне скорости течения на дне образуются гряды замедляющимся потоком, если значение продольного градиента скорости по модулю превосходит 0.01 с-1.

Впервые получена зависимость количества песка, поднимаемого вихрем, от скорости потока для области значений скорости потока $6 < u < 12$ см/с (средний диаметр песчинки 0.2 мм).

Разработана методика прогноза размыва дна канала замедляющимся потоком воды, если длина участка не превышает дальность трех перелетов вихрей.

Литература

1. Possada-G.L., Nordin C.F. Total Sediment Loads of Tropical Rivers.// Hydraulic Engineering'93. ASCE. Hydraulic Division. 1993. V. 1. P. 258-262.
158. Colby B.R. Practical Computations of Bed-Material Discharge.// J. of the Hydraulics Division. ASCE. 1964. V. 90. № HY2. P. 217-246.
159. Englund F., Hansen E.A. Monograph on Sediment Transport in Alluvial Streams// Teknisk Forlag. Technical Press. Copenhagen. Denmark. 1967. 62 p.
160. Molinas A. Transport of sediment in large sand-bed rivers.// J. of Hydraulic Research. 2001. V. 39. №2. P. 135-146.
161. Ackers P., White W.R. Sediment Transport: New Approach and Analysis.// J. of the Hydraulics Division. ASCE. 1973. V. 99. № HY10. P. 2041-2060.
162. Yang C.T. Incipient Motion and Sediment Transport.// J. of the Hydraulics Division. ASCE. 1973. V. 99. № HY10, P. 1679-1704.
163. Toffaleti F.B. A procedure for Computation of the Total River Sand Discharge and Detailed Distribution, Bed to Surface.// Committee on Channel Stabilization. U.S.

- Army Corps of Engineers Waterways Experiment Station, Vicksburg, 1968. Technical Report №. 5.
164. Coleman S.E., Melville B.W. Initiation of bed forms on a flat sand bed.// J. Hydraulic Eng. 1996. ASCE. V. 122. № 6. P. 301-310.
165. Yalin M.S. River mechanics. Pergamon Press Inc. New York, U.S.A. 1992. P. 460.
166. Raudkivi A.J., Witte H.H. Development of bed features.// J. Hydraulic Eng. ASCE. 1990. V. 116. № 9. P. 1063-1079.
167. Raudkivi A.J. Ripples on stream bed.// J. Hydraulic Eng. ASCE. 1997. V. 123. № 1. P. 58-64
168. Tison L.J. Origine des Ondes de Sable et des Bancs de Sable sous l'Action des Courants.// Report II-13, 3-rd Congress I.A.H.R., Grenoble, France, 1949. 34p.
169. Twose G. Sand-wave formation in a rectangular channel under uniform laminar flow// Project report, Department of Civil and Resource Engineering, The University of Auckland, Auckland, New Zealand. 1996. 56p.
170. Coleman S.E. Ultrasonic measurement of sediment bed profiles// Proc. 27th Congress of the International Association for Hydraulic Research, San Francisco, California, USA, August, 1997. P. B221-B226.
171. Coleman S., Eling B. Sand wavelets in laminar open – channel flows// J. of Hydraulic Research. 2000. V. 38. №5. P. 331-338.
172. Sechet P., Le Guennec B. Bursting phenomenon and incipient motion of solid particles in bed-load transport// J. Hydraul. Research. 1999. V. 37, №5, P. 683-689.
173. Еречнев Д.А., Леонтьев Д.И., Мельникова О.Н. Образование цилиндрических вихрей у дна тормозящегося потока воды.// Известия АН. Физика атмосферы и океана. 1998. №6. С.835-841.
174. Волков П.Ю., Достовалова К.В., Мельникова О.Н и др. Оценка деформации поверхностей воды и песка в ветровом канале.// Известия АН. Физика атмосферы и океана. 2001. Т.37. № 6. С.834-841.
175. Егоров О.В., Маргынов С.Л., Мельникова О.Н. Влияние периодического характера скорости потока в придонном слое на формирование вихрей.// Известия РАН, серия физическая. 2002. Т.66. №12. С.1709-1715
176. Мельникова О.Н. Формирование гряд на дне прямого канала потоком со свободной поверхностью.//Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2005. Т. 41. №5. С. 682-690
177. Мельникова О.Н. Динамика руслового потока. М.:Макс Пресс. 2006. 139 с.

ВЫХОЛАЖИВАНИЕ НАД ПРИБРЕЖНЫМ СКЛОНОМ: РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Есюкова Е.Е.¹, Чубаренко И.П.²

¹ФГОУ ВПО «КГТУ», г. Калининград

²Атлантическое отделение института океанологии им. П. П. Шириова РАН

Процесс сезонного выхолаживания над прибрежным склоном крупного водоёма исследуется по результатам численного моделирования на трёхмерной гидродинамической модели MIKE3-FlowModel (DHI). Сравниваются решения для гидростатической и негидростатической постановок, с учётом и без учёта влияния вращения Земли. Параметры бассейна воспроизводят масштабы северного склона Каспийского моря - длина склона 150 км, толщина верхнего перемешанного слоя 300 м. Показано, что объём сползающих по склону холодных вод линейно растёт с глубиной и пропорционален горизонтальному градиенту плотности над склоном. Поля течений и температур указывают на конвективный характер процесса, при этом распространение примеси происходит узконаправленно. По оценкам, данный механизм может быть ответствен за обновление глубинных вод Каспия.

Введение

Вопросы перемешивания и транспорта в верхних слоях природных водоёмов привлекают всё большее внимание исследователей, поскольку они являются основополагающими и для общей динамики вод, и для экологических приложений, и для функционирования экосистем, и для многих других актуальных аспектов их функционирования. Прибрежная зона находится под влиянием целого комплекса специфических гидрометеорологических и динамических процессов, и при этом она же несёт максимальную антропогенную нагрузку. Данная работа посвящена исследованию структуры полей температуры и течений, возникающих при сезонном выхолаживании вод с поверхности в прибрежной зоне. Известно ([5]), что оно приводит к более быстрому падению температуры воды в мелководной прибрежной части и, как следствие, сползанию этих холодных вод вдоль склона (каскадингу). Имеются многочисленные натурные наблюдения этого процесса (например, [7]). Наше внимание в этой работе сосредоточено на результатах трёхмерного численного моделирования, поскольку (i) возникающие течения носят конвективный характер, т.е. переменны в пространстве и времени, не имеют стационарного состояния, - значит, любые результаты натурных измерений есть «случайная» фотография одного из моментов развития процесса; следовательно, (ii) именно численное моделирование является основным инструментом изучения общей структуры полей температуры и течений. При этом, однако, само моделирование этого процесса также представляет определённую трудность, поскольку требует от модели и корректного баланса вертикального и горизонтального обмена импульсом и теплом, и аккуратного задания условий теплообмена на поверхности. Хотя очевидно, что моделирование процесса конвективного перемешивания требует негидростатической постановки, некоторое внимание уделено в работе и сравнению результатов расчётов в гидростатической и негидростатической постановке, что позволило количественно и качественно выразить разницу между ними и выявить вопросы, в которых и гидростатическая модель даёт приемлемое решение.

Прототипом бассейна, для которого проводилось моделирование, явилась северная часть Каспийского моря, где зимняя вертикальная конвекция достигает глубин 250-300 метров (разрез Дербент-Песчаный) [3], и длина северного склона, где конвекция достигает дна и формируются холодноводные каскады, превышает 120 километров. Ещё Зубов [2] указывал, что хорошая вентиляция глубинных слоёв Каспийского моря, наличие там низкой температуры и присутствие кислорода обуславливаются конвекцией, а глубинные воды средней части моря формируются главным образом путём «сползания» по склонам дна вод, охлаждённых на северном склоне среднекаспийской впадины. Наблюдающаяся на разрезе Чечень-

Мангышлак плотность (11.2-11.4 усл.ед.) позволяет этим водам сползать до самых больших глубин в средней части моря. В глубинных слоях над Апшеронским пологом эти воды поступают и в Южный Каспий, где выделяются на глубине 400-700 м [3]. Согласно его оценкам, время распространения вод с такой плотностью из северных районов моря в южные занимает около полугода. Это подтверждается и сезонными изменениями гидрологических характеристик в придонных слоях Среднего и Южного Каспия [3].

Численная модель

Расчёты проводились на трёхмерной численной модели MIKE3-FlowModel (DHI Water&Environment, <http://www.dhi.dk/>), которая предоставляет выбор использования гидростатической или негидростатической постановки, а также включения/исключения влияния силы Кориолиса. В работе проанализированы следующие варианты расчётов: (H) - гидростатическая модель без учёта действия силы Кориолиса, (N) - негидростатическая модель без учёта действия силы Кориолиса; (C) - негидростатическая модель с учётом действия силы Кориолиса. В качестве модельного был выбран бассейн, воспроизводящий масштабы и уклон дна северного склона Каспийского моря: горизонтальная ширина 150 км, длина 750 км (чтобы исключить влияние концевой стенки на динамику присклоновых вод), из которых 150 км занимает склон с уклоном дна 0.002. Максимальная глубина бассейна 300 м. Расчёты проводились на прямоугольной сетке с ячейками 5 км × 5 км по горизонтали и шагом 10 м по вертикали (см. рис.1). Шаг по времени (для сохранения числа Курранта порядка 1) составил 100 секунд. Начальная температура воды 7°C одинакова для всего бассейна. Внешнее воздействие однородно по всей поверхности, с начальной температурой воздуха 2°C, условиями солнечной радиации и дневным-ночным ходом, соответствующими широте Каспия – декабря-январе. Условия теплообмена таковы, что в дневное время происходит прогрев верхнего слоя, но ночное выхолаживание отбирает тепла больше, что в результате приводит к медленному выстыванию бассейна в целом. Влияние ветра исключено. Проанализированы результаты расчётов длительностью до 5 месяцев.

Результаты расчётов.

1. Общая структура полей температуры и течений

Структура полей течений и температуры воды обусловлена совместным действием вертикальной термо-гравитационной конвекции из-за выхолаживания с поверхности и горизонтальной адвекции, вызванной разницей плотностей в мелкой и глубокой частях бассейна. Вертикальное перемешивание происходит значительно быстрее, чем горизонтальное, поэтому натурные наблюдения фиксируют устойчивое понижение температуры воды к берегу при вертикальной изотермии. Численное решение показывает формирование холодных пограничных слоёв у поверхности и у дна (рис.1). Общая медленная (масштаб скорости миллиметры в секунду, редко – до единиц сантиметров в секунду) циркуляция – к берегу в приповерхностных и промежуточных слоях и от берега вдоль подводного склона – разрывается крупными термиками, падающими из поверхностного слоя до самого дна.

В целом, в динамике изменения полей течений в верхней части склона (до глубины 60 м) ясно прослеживается суточный ритм: усиление горизонтального переноса при усилении вертикальной стратификации вечером сменяется интенсивным вертикальным перемешиванием утром. В более глубоких областях суточный ритм не прослеживается, уступая место общему сползанию холодных вод вниз по склону. Интенсивность образования холодных термиком из поверхностного слоя максимальна утром: в начале склона, в первой трети склона, в середине склона, но активнее всего в последней четверти склона, над изломом и сразу за ним. Обобщая результаты, можно сделать вывод, что существует прибрежная область размером ~20% длины склона, где горизонтальная адвекция в суточном ритме прерывает работу вертикальной конвекции. Заметна и более долгопериодная динамика (хотя и без явной периодичности): изотермы придонного холодного слоя то концентрируются у дна, то заметно приподнимаются на отдельных участках, то обрисовывают отдельные холодноводные «улитки», движущиеся вниз по склону. По результатам всех моделей, поверхностный слой имеет самую низкую температуру в утренние часы (5-6 часов), самый теплый днём (через 1-2 часа после полудня). Интересно, что, в отличие от течений, суточные колебания температур не проникают глубже 10 м.

В попытках выявить картину возможных пульсаций вдольсклонового течения, его регулярного усиления/ослабления или признаков роликовых волн, к ряду расходов течения на разных глубинах применялось быстрое Фурье-преобразование. В результате, единственным значимым пиком оказался суточный ритм, причём только в верхних слоях.

Горизонтальные скорости течения изменяются как по величине, так и по направлению (рис.1), при этом максимум скорости (до 5-6 см/с) вдольсклонового течения приходится на 2-3 ячейку от дна (т.е. 20-30 м). Диапазон изменения скорости во всём бассейне за 5 месяцев составил от 0.075 м/с к берегу (в верхних слоях) до 0.07 м/с вниз по склону. Масштаб скоростей вертикальных движений составляет 1-3 мм/с. В целом, поведение векторов скорости весьма разнообразно: резкие скачки и изменения скорости, формирование вихревых структур и термиком весьма типичны на всем анализируемом интервале времени.

2. Сравнение решений различных моделей.

Расчёты по одному и тому же сценарию проводились на трёх вариантах модели МИКЕЗ: (Н) - гидростатическая модель без учёта действия силы Кориолиса, (N) - негидростатическая модель без учёта действия силы Кориолиса; (С) - негидростатическая модель с учётом действия силы Кориолиса. Общая динамика течений и структура поля температур воспроизводятся всеми моделями удовлетворительно: опускание вдоль склона более холодной и тяжелой воды из прибрежной зоны компенсируется притоком более теплой воды из глубокой части в поверхностном и промежуточном слоях. Конвективный характер процесса воспроизводится даже в гидростатической модели: характеристики движения

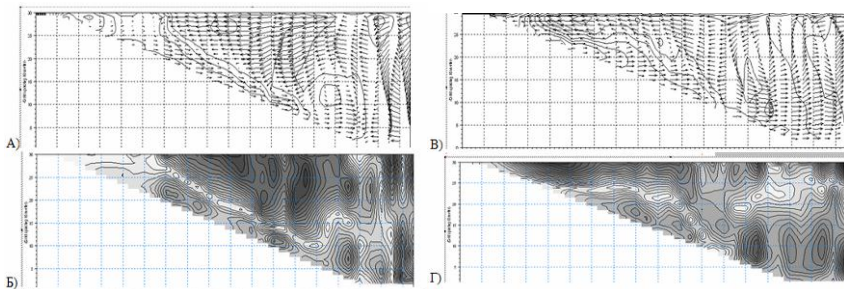


Рис. 1. А) мгновенное поле температур и векторы скорости течения и Б) величина модуля скорости для среднего вертикального сечения вдоль склона - через три месяца после начала счёта. В) и Г) – то же через пять месяцев после начала счёта. Модель N. Изотермы проведены через 0.052°C , Тёмная заливка на панелях Б) и Г) соответствует большим величинам модуля скорости, максимум – 6.8 см/с , изотахи проведены через 0.423 см/с .

изменчивы в пространстве и во времени, но при этом отчётливо проявляется тенденция к структурности потоков. Гидростатическая модель Н (из-за подавления вертикального обмена) даёт заниженные значения температуры воды в верхней части склона, соответственно - большие горизонтальные градиенты температуры и более устойчивые горизонтальные течения. Средние значения скоростей движений практически одинаковы, но негидростатическое решение имеет больше мелких деталей и гораздо более изменчиво во времени. Гидростатическое же решение – более структурно, демонстрирует крупномасштабные конвективные ячейки, квази-постоянные зоны даун-веллинга, устойчивое вдольсклоновое течение.

Вклад силы Кориолиса выражается, во-первых, в возникновении асимметрии картины течений (вдольсклоновое течение несколько смещено к «правой» стенке бассейна) и, во-вторых, в изменении величины и характера зависимости расхода течений от времени (более подробно см. ниже, рис.2 и 3). Влияние силы Кориолиса делает водообмен мощнее в 1.5 раза в течение первых 4 месяцев, но затем он начинает падать – и после 6 месяцев интегрирования падает до значений, в 1.5-2 раза меньших, чем в моделях N и H.

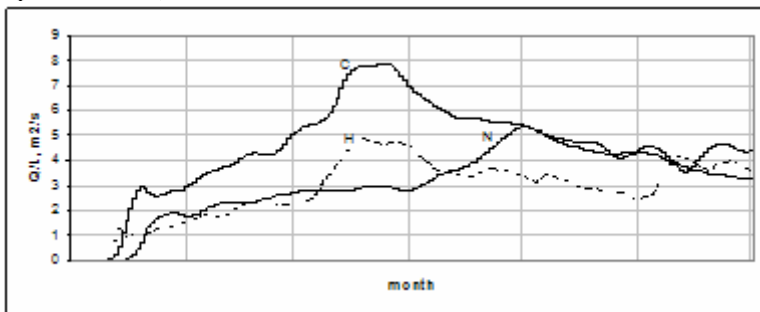


Рис.2. Графики расхода с единицы длины береговой линии для конца склона за период 6 месяцев для всех трех моделей: 1) гидростатическая модель (Н); 2) негидростатическая модель (N); 3) негидростатическая модель с силой Кориолиса (С).

Анализ развития со временем горизонтального водообмена между мелкой и глубокой частями бассейна позволил сравнить время установления решения для всех трёх моделей. Под *временем установления решения* здесь понимается время, необходимое для установления течений, т.е. для развития течений от состояния покоя до некоторой величины, характерной для конкретной внешней вынуждающей силы. На рис.2 это характерное начало процесса выхолаживания, развивающихся в начале практически нулевой, затем начинает (почти экспоненциально) расти, и только затем приобретает характер, обусловленный собственно физическим процессом.

В модели N время установления решений в 2-3 раза больше, чем в С и Н, и составляет 25-28 дней и 13-15 дней, соответственно. Более детальный анализ развития течений вдоль склона показал, что в верхней части склона (~0.2 длины склона) формируется отдельная циркуляционная ячейка, где существенна суточная динамика. Там течения, соответствующие процессу выхолаживания, развиваются позже (так, в модели N - только 41 день спустя). Интересно, что во всех решениях бассейн откликается на внешние условия практически одновременно, т.е. не заметно, чтобы холодные воды сначала сформировались на мелководье, а потом стекли вниз, «двигая» циркуляцию в остальных частях бассейна. Скорее, даже на таком масштабе воспроизводится конвективная природа: нарастание неустойчивости до некоторого предела без заметных движений – затем резкий переход и установление вторичной циркуляции [1].

Ещё одно важное характерное время - *время развития физического процесса*, то есть время полного отклик водообмена над склоном на внешние условия. Оно имеет порядок времени от начала расчётов до максимума на кривой расхода (рис.2): 2-4 месяца. Даже внутри одного решения (Н, N, С) этот максимум приходит не одновременно на различных расстояниях от начала склона (как упомянуто выше – дольше других реагирует прибрежная ячейка!). Во всех моделях величина водообмена максимальна над концом склона (рис.3). В модели Н течение на конце 150-километрового склона дорастает до максимума через 77 дней, в модели N - через 120 дней.

Для анализа характера изменений величины водообмена вниз по склону рассчитывались средние за три месяца значения расхода (период выбран после установления решения во всех моделях, что происходит через пять недель после начала расчета). На рис.3 приведены графики зависимости расхода (вниз по склону) через вертикальное сечение бассейна от расстояния от макушки склона. L – длина собственно склона, но и дальше в глубокой части (показано до 3L) горизонтальный водообмен значителен. Вдоль склона наблюдается устойчивый рост расхода. Далее, до 2.3 L, наблюдается уменьшение расхода, затем он опять начинает расти. В целом, в центральной части бассейна величина водообмена примерно *такая же и больше*, чем над серединой склона.

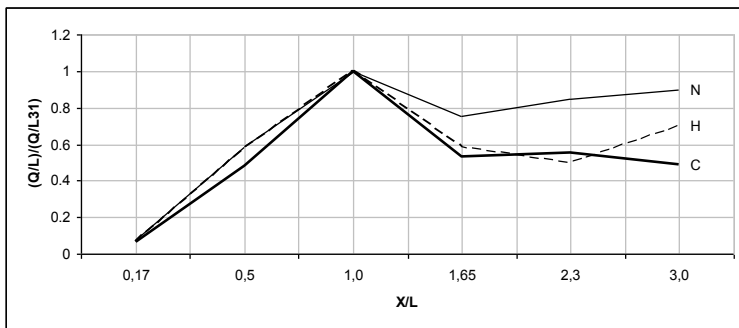


Рис.3. Графики для относительных средних значений расходов с единицы длины берега (Q/L) (средние значения расхода с единицы длины берега (Q/L) в соответствующей ячейке (X), отнесенные к средним значениям расхода с единицы длины берега (Q/L) в конце склона (L)).

Суточный ритм в ходе кривых расхода просматривается только в верхнем слое (до глубины порядка 60м), причём на глубине 60 м минимум расхода приходится на утренние часы - с 8:00 до 9:00 в среднем (по всем трём моделям), а максимум – на вечер, с 19:00 до 21:00. Гидростатическая модель даёт более резкие перепады на кривой расхода, в негидростатических же моделях вид кривой более сглаженный. Таким образом, верхняя часть склона, по-видимому, имеет специфическую, отличную от остальной части склона динамику: основной составляющей движения воды являются колебания в суточном цикле, в результате чего и установление режима расхода, соответствующего выхолаживанию над склоном, происходит значительно дольше, чем в более глубоких областях середины склона. Амплитуда колебаний расхода в суточном цикле в верхней части склона составляет ~10% от установившегося значения.

Как видно из рис. 3, расход течений над склоном растёт во всех моделях практически линейно. Для более детального анализа этой зависимости, в *негидростатической модели* были выбраны некоторые моменты времени и вычислены скорости прироста расхода вниз по склону. Собственно расход течений на единицу длины берега увеличивается вниз по склону от 0,22-0,26 $\text{м}^2/\text{с}$ в начале до 2,6-5,3 $\text{м}^2/\text{с}$ в его конце, но при этом каждый раз прослеживался линейный характер увеличения расхода с расстоянием вниз по склону, т.е. $\partial Q/\partial x = \text{const}$. Величина прироста оказалась очень маленькой - $(2,6 \div 4,3) \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$, что может быть обусловлено очень небольшими горизонтальными градиентами температуры воды. Но при существующей длине склона расход на его конце составляет уже порядка 5-6 $\text{м}^2/\text{с}$, что имеет порядок, схожий с наблюдаемым (например, [6] в Женевском озере - 0,4-1 $\text{м}^2/\text{с}$).

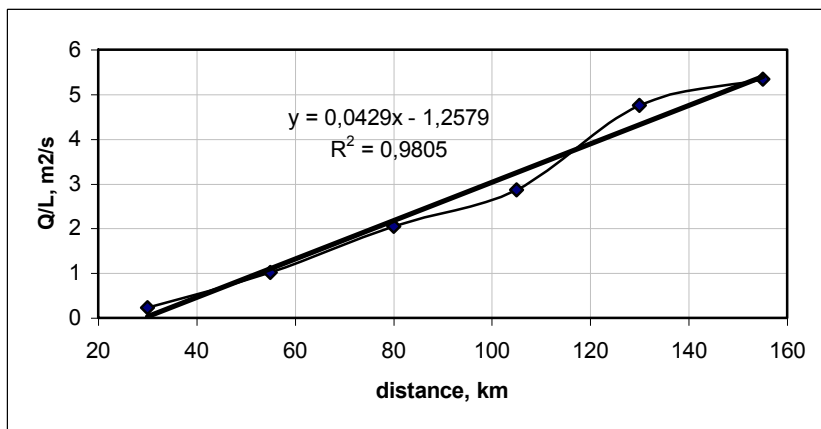


Рис.4. Зависимость расхода, приходящегося на единицу длины, от расстояния от макушки склона (5 месяцев от начала счета для негидростатической модели). Четко выражен градиент расхода.

3. Горизонтальные профили температуры

В негидростатической модели был проанализирован характер изменения температуры воды в подповерхностном слое по мере приближения к берегу. Для выявления общего характера кривых понадобилось их сглаживание по 11 ячейкам. Полученные профили представлены на рис. 5. Замечательным оказался тот факт, что все они имеют существенный участок над склоном, где линейная аппроксимация даёт результат с достоверностью 0.97 и выше (см. рис.5). На врезке для сравнения приведён аналогичный горизонтальный профиль температуры над северным склоном Каспия, построенный по усреднённым многолетним данным для октября и ноября из книги [3]. Видно, что участок с близким к линейному трендом присутствует и в натуральных данных, но градиент температуры в природе на порядок выше: 2-3 градуса на 100 километров в Каспии против 0.15-0.3 градуса на 100 км в его модели. Факт этого расхождения очень важен: он показывает, что моделирование задач горизонтальной конвекции в природных водоёмах требует серьёзной настройки модели и калибровки соотношений вертикального и горизонтального переноса импульса и тепла. Это серьёзная отдельная задача, и для анализа представленных здесь результатов мы только обращаем внимание, что модель сильно недооценивает горизонтальные градиенты плотности, а, следовательно, и занижает скорости движения, и общий рождаемый процессом водообмен. При этом, однако, модель отслеживает верно скорость нарастания горизонтального градиента температуры со временем: как в натуральных данных, так и в модели за месяц он увеличивается примерно в 2 раза.

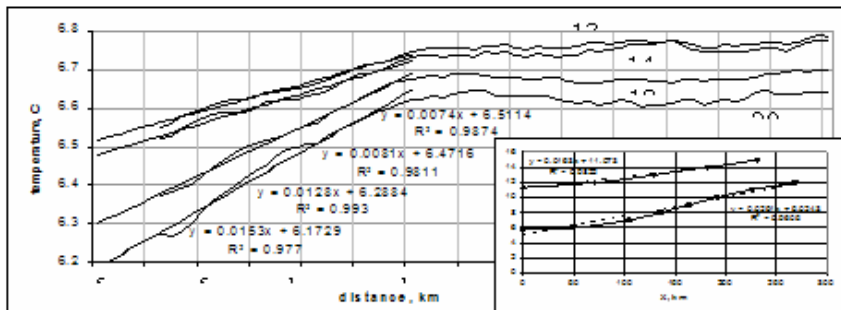


Рис.5. Мгновенные горизонтальные профили температуры воды в подповерхностном слое, сглаженные по 11 ячейкам. На врезке – горизонтальный профиль температуры воды на поверхности над береговым склоном Северного Каспия в октябре и ноябре, по многолетним данным [4].

Как было показано выше, расход течений вниз по склону растёт также линейно. Поэтому можно записать $\frac{\partial Q}{\partial x} = k \cdot \frac{\partial T}{\partial x}$. Численное значение k для разных профилей оказалось порядка $10^1 \div 10^2$.

4. Время обновления воды в прибрежной зоне.

Экологически важным параметром циркуляции в прибрежной зоне является время полного обновления воды τ . Оно рассчитывалось по формуле: $\tau = V_{L_i} / Q_i$, где V_{L_i} (m^3) - объем воды (на один погонный метр) от берега до некоторого сечения, а Q_i ($m^3/c \cdot m$) - расход воды (с одного погонного метра берега) через это сечение. В модели N, с развитием процесса (увеличением расхода течений) τ за три месяца падает от значений порядка 160 дней до 40 дней (с диапазоном от 32 до 50 дней), причём эта величина *практически одинакова* для всех сечений вдоль склона, т.е. является характеристикой самого склона и интенсивности процесса. Модель С даёт меньшее время обновления – порядка 30 дней, но оно имеет тенденцию расти со временем (поскольку расход течений в этой модели после установления - падает).

5. Распространение примеси.

Поскольку наряду с интенсивным вертикальным перемешиванием в рассматриваемой циркуляции есть и выделенные направления общего переноса, был произведен анализ распространения примеси от 10 источников, расположенных в различных частях водоёма – и над склоном, и в поверхностном слое, и у берега. На рис. 6 приведены результаты их распространения за 1 месяц.

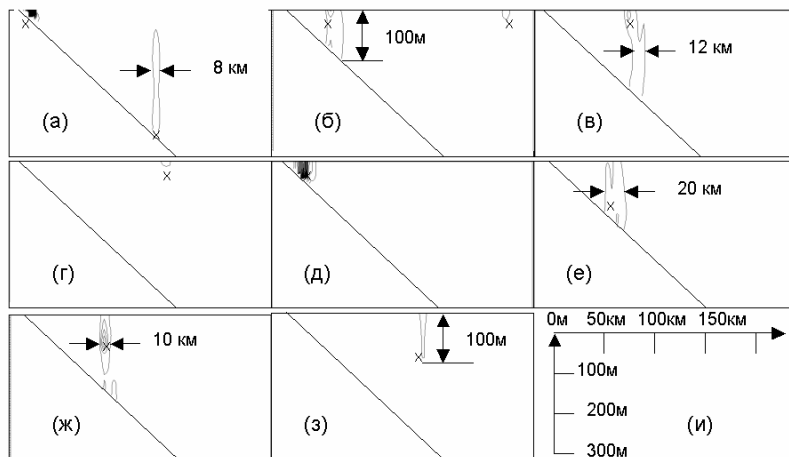


Рис.6. Результат распространения примеси от 10 источников в разных частях бассейна (модель С). Изолинии одинаковой концентрации приведены на момент времени, спустя месяц после начала счета. Внешняя изолиния соответствует 1% от начального значения концентрации. Шаг между изолиниями одинаковой концентрации составляет 5% от начальной концентрации

Анализ результатов переноса показывает следующее. Примесь, выпущенная в начале склона, не показывает явного переноса вниз вдоль склона, а циркулирует в верхних ячейках практически автономно. Трассеры от источников у поверхности (над первой третью склона и над глубокой водой) преимущественно распространяются вертикально вниз. В менее глубоком месте (над первой третью склона) – перенос идёт не только по вертикали, но и вниз-вдоль-склона. Находящийся над серединой склона почти у самой поверхности склона источник создает активное, разноплановое по виду движение концентрации вверх (в основном) и в стороны, но приводящее в конечном итоге к смещению и циркуляции примеси против часовой стрелки в направлении берега. Источник, расположенный над серединой склона в первой трети глубины от поверхности, дает очень активную и яркую картину переноса концентрации в вертикальном направлении: с резкими прыжками вверх и вниз, а также активным циркуляционным переносом в сторону над склоном, с последующим также резким исчезновением активности.

В целом, несмотря на столь малые скорости движения (миллиметры – до единиц сантиметров в секунду - в отсутствие ветра и течений другой природы), рассматриваемый механизм направленно несёт примесь на десятки километров по горизонтали, а по вертикали перемешивание практически ограничено только дном. Важно, что самые прибрежные области промываются меньше остальных, и концентрации примеси там заметно выше.

Заключение

Крупномасштабная горизонтальная конвекция – сложный и малоизученный механизм, требующий специальных усилий и в натурных исследованиях, и в численном моделировании. Проведённые расчёты и их анализ позволили не только прояснить особенности самого механизма – выявить структуру и динамику соответствующих полей температуры и течений, связать горизонтальный градиент температуры со скоростью нарастания расхода течений вниз по склону, оценить время обновления вод в прибрежной зоне и выявить особенности распространения примеси от источников в различных частях бассейна, – но и продвинуться в понимании некоторых проблем его моделирования. Так оказалось, что использование типичных для открытого моря коэффициентов горизонтального/вертикального обмена приводит к существенному (на порядок) занижению горизонтального градиента температуры в прибрежных районах. Это приводит и к некоторому (но не на порядок!) занижению скорости сползания холодных вод – вместо наблюдающихся сантиметров в секунду [6], модели дают миллиметры в секунду. Соответственно, можно ожидать, что реальные значения расходов вниз по склону должны быть больше, а времена обновления – меньше. Интересно, что в этом смысле ближе к реальности оказывается гидростатическая модель, автоматически ограничивающая вертикальный перенос – в пользу горизонтального. Интересно, что даже при таких расхождениях, модель подтверждает оценку [3] – время распространения холодных вод с северного склона Каспия до южной котловины имеет порядок полугода.

Работа проводится при поддержке грантов РФФИ № 07-05-00850 и № 06-05-64138.

Литература

1. Герциуни Г.З., Жуховицкий Е.М., Непомнящий А.А. Устойчивость конвективных течений. Москва: «Наука», 1989. 492 стр.
2. Зубов Н.Н. Морские воды и льды. Гидрометеоиздат. 1938.
3. Косарев А.Н. Многолетняя изменчивость гидрологических характеристик в глубинных слоях Каспийского моря. Океанология. Т.3, вып.1, 1963. Стр. 49-59.
4. Косарев А.Н., Тужилкин В.С. Климатические термохалинные поля Каспийского моря. ГОИН, МГУ. Москва, 1995. 96 стр.
5. Тухомиров А. И. Термика крупных озер. Л.: Наука, 1982. С. 232.
6. Fer, I., U. Lemmin, S. A. Thorpe. Observations of mixing near the sides of a deep lake in winter. *Limnol. Oceanogr.*, 47(2), 2002, 535–544
7. Hill, A. E., A. J. Souza, K. Jones, J. H. Simpson, G. I. Shapiro, R. McCandliss, H. Watson, and D J. Leftley. The Malin cascade in winter. *J. Mar. Res.* 1988. 56: 87–116.

Козодеров В.В., Кузьмин Р.Н.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Проведен обзор современных возможностей использования информационной продукции спутниковых наблюдений Земли (атмосфера, Мировой океан, поверхность суши, геосфера). Показаны особенности решения возникающих прикладных задач на основе данных дистанционного космического зондирования, представленных в виде цифровых многоспектральных изображений как основной формы развития соответствующих приложений.

Введение

Решение проблемы создания космических систем наблюдения Земли и интерпретации получаемых данных дистанционного зондирования объединяет все основные разделы физики: механики при создании космических аппаратов и их запуска на орбиты; оптики и радиофизики при создании измерительных комплексов, устанавливаемых на борт космических носителей; электроники и информатики при приеме, накоплении и обработке получаемых данных космического зондирования; математической физики при создании программных средств обработки и интерпретации получаемых данных, обычно представляемых в виде многоспектральных изображений. Необходимость решения проблем экологии диктует специфические требования к спектральному и пространственному разрешению измерительной аппаратуры космического зондирования, алгоритмическому и программному обеспечению обработки многоспектральных изображений в видимой, инфракрасной и микроволновой областях спектра. Проблемы экологической физики оказываются таким образом тесно связанными с развитием современных космических систем, методами интерпретации данных, получаемых на наземных центрах их обработки для самых разных групп пользователей (гидрометеорология, океанография, землепользование и сельскохозяйственное производство, лесное хозяйство и дорожно-транспортные сети, загрязнения окружающей среды и инфраструктура развития отдельных регионов).

Дистанционные наблюдения как совокупность методов изучения окружающей среды стали выделять в самостоятельную область знаний и технологических усовершенствований, начиная с 1960-х годов. Метеорологи стали первыми, кто начал использовать получаемые с автоматических искусственных спутников Земли изображения облачного покрова в своих повседневных целях. Различают две разные группы орбит космических аппаратов: геостационарные спутники, которые, находясь на высотах около 40 тысяч километров, как бы «зависают» над определенными районами вблизи экватора и синхронно вращаются вместе с вращением Земли; солнечно-синхронные полярно-орбитальные спутники, которые, находясь на высотах порядка 500-1000 километров, вращаются в направлении с севера на юг или с юга на север, проходя экватор в определенное время таким образом, чтобы каждый последующий виток наблюдений покрывал территорию, примыкающую к территории предшествующего покрытия измерениями. На спутниках обычно используются измерительные системы двух типов: фотографические и многоспектральные сканирующие системы. В первом случае просто фиксируется наблюдаемая территория в виде системы отдельных кадров; во втором случае формируется цифровое многоспектральное изображение в виде строк и столбцов соответствующих матриц, относящихся к выбранным спектральным каналам дистанционного зондирования.

Обработка получаемых многоспектральных изображений с помощью современных вычислительных средств позволяет получать для значительных по площади территорий информацию о землепользовании и состоянии сельскохозяйственных культур, лесных экосистем и других объектов почвенно-растительного покрова, включая инвентаризацию земель, мониторинг состояния региональных транспортных коммуникаций, систем ирригации и мелиорации и т.д. На основе получаемой информационной продукции спутниковых систем наблюдений с помощью специализированных компьютерных наземных средств обработки данных строятся тематические карты состояния объектов гидрометеорологии, землепользования, сельского и лесного хозяйства, экологии. Обработка цифровых многоспектральных изображений перечисленных объектов, их представление в определенных проекциях карты и отображение на тематических картах характерных признаков состояния соответствующих объектов составляет целую индустрию практических приложений.

Процесс создания указанной информационной продукции включает в себя следующие этапы:

- прием и регистрация данных спутникового дистанционного зондирования с помощью наземных станций;
- использование имеющегося и создание нового математического обеспечения обработки данных спутниковых наблюдений;
- обработка получаемых данных с помощью современных компьютерных систем;
- систематизация и архивация получаемых данных и производных от них продуктов для дальнейшего использования и обмена данными и информацией.

Остановимся коротко на основных приложениях данных дистанционного космического зондирования с точки зрения решения задач экологической физики для отдельных оболочек Земли (атмосфера, Мировой океан, поверхность суши, геосфера).

Атмосфера

Исходными для метеорологических исследований и приложений в области физики атмосферы являются следующие основные параметры:

- температура атмосферы;
- влажность атмосферы;
- температура поверхности океана;
- напряжение ветра на поверхности;
- топография поверхности океана;
- метеорологические наблюдения на сети наземных станций.

Другие возможности метеорологических приложений спутниковых данных связаны с определением вектора скорости ветра в тропосфере. Атмосферные осадки являются еще одной характеристикой описания погодных и климатических явлений. Атмосферная радиация и облачность также являются существенной составной частью исследований Земли из космоса. Для этих исследований используются:

- потоки падающей солнечной радиации, приходящей на верхнюю границу атмосферы;
- спектральные распределения уходящей длинноволновой радиации;
- отраженная солнечная радиация на верхней границе атмосферы;
- радиационный баланс земной поверхности;
- радиационный баланс Земли как планеты;
- содержание парниковых газов в атмосфере (углекислый газ, метан и др.);

- состав и распределение частиц атмосферного аэрозоля;
- водяной пар стратосферы;
- количество облаков, тип и высота их нижней и верхней границы.

Изучение состояния поверхности суши по данным космических съемок основывается на данных о:

- альбедо и шероховатости поверхности;
- температуре и излучательной способности поверхности;
- вегетационном индексе (некоторые комбинации измерительных каналов сканирующих спутниковых радиометров);
- снежном покрове, его глубине и водосодержании;
- речном и поверхностном стоке;
- топографии местности, типах почв и др.

Глобальная система спутниковых наблюдений атмосферы существует с 1970-х годов. Основу наблюдений атмосферы составляет аппаратура видимого диапазона, инфракрасные радиометры и спектрометры. Большинство из приборов видимого диапазона ранее составляли телевизионные камеры и сканирующие радиометры. Разрешающая способность этих устройств в надире составляет от одного до нескольких километров. Для большинства метеорологических приложений такое разрешение часто оказывается удовлетворительным, но в некоторых случаях требуется более высокое разрешение. Так в конце 1970-х годов возникла аппаратура, названная «радиометром очень высокого разрешения» (VHRR/Very High Resolution Radiometer), которая устанавливалась на спутниках США серии NOAA/National Ocean and Atmosphere Administration.

В дальнейшем серия приборов данного типа была усовершенствована. Появился многим хорошо известный в настоящее время «усовершенствованный радиометр очень высокого разрешения» (AVHRR/Advanced Very High Resolution Radiometer), который входит в состав аппаратуры спутников NOAA. Несмотря на то, что пространственное разрешение данной аппаратуры далеко от «очень высокого» (составляет около 1 км в надир), данное название так и сохранилось до настоящего времени. Первые автоматические станции приема изображений (APT/Automatic Picture Transmission) в форме аналоговых сигналов в дальнейшем сменились станциями приема изображений высокого разрешения (HRPT/High Resolution Picture Transmission). Эти станции позволяли получать цифровые изображения аппаратуры AVHRR вместе с данными инфракрасного спектрометра высокого разрешения (HIRS/High-resolution Infrared Spectrometer), стратосферного зондировщика (SSU/Stratospheric Satellite Unit) и микроволновой аппаратуры (MSU/Microwave Satellite Unit). Зондировщиками обычно называют системы космического температурно-влажностного зондирования атмосферы. Совместно указанный комплекс аппаратуры обеспечивал построение вертикальных профилей температуры и влажности атмосферы наряду с информацией о подстилающей поверхности (альбедо, температура и др.). При этом весь комплекс измерительной аппаратуры (AVHRR-HIRS-MSU-SSU) именовался как TOVS (TIROS-N Operative Vertical Sounder) - комплекс оперативного вертикального зондирования со спутников серии TIROS-N.

К настоящему времени усовершенствования отдельных составных частей данного набора измерительной спутниковой аппаратуры воплощены в рамках инфракрасного зондировщика высокого разрешения (AIRS/Atmospheric Infrared Sounder). Эта аппаратура обеспечивает получение вертикальных профилей температуры атмосферы и температуры земной поверхности с высокой точностью, включая наблюдаемые сцены при наличии облачности. Одним из дополнительных зондировщиков, способствующих

уточнению характеристик температурно-влажностного зондирования атмосферы при наличии облачных сцен, является усовершенствованная аппаратура микроволнового зондирования (AMSU/Advanced Microwave Sounding Unit). Аппаратура AIRS состоит из большого числа каналов (в последней версии их число равно 2378) инфракрасной области спектра и четырех каналов видимой/ближней инфракрасной области. Все эти каналы обеспечивают в своей совокупности высокую точность определения вертикальных профилей температуры атмосферы. Аппаратура AMSU представляет собой 15-канальный микроволновый зондировщик для получения вертикальных профилей температуры в верхних слоях атмосферы (в частности, в стратосфере) и обеспечения возможности фильтрации облачности при определении этих профилей в более низких слоях тропосферы.

Спутниковая метеорология в настоящее время стала неотъемлемой частью постоянных наблюдений за атмосферными образованиями (фронты, циклоны, тайфуны и др.) в реальном масштабе времени и построения карт краткосрочного прогноза погоды. Особое внимание соответствующим приложениям уделяется в тропической метеорологии, поскольку здесь зарождаются погодные образования (внутритропическая зона конвергенции атмосферных потоков, южноазиатский муссон, тропические циклоны), которые могут иметь огромную разрушительную силу. В верхних слоях атмосферы удается распознавать так называемые ложбины давления и струйные течения, которые в своей совокупности определяют условия возможных резких изменений погодных явлений. Области повышенного атмосферного давления (антициклоны), которые обычно свободны от облаков, анализировать сложнее, но и здесь перечисленные типы спутниковой аппаратуры позволяют уточнить условия возникновения засух, появления пыльных бурь и другие погодные явления.

Мировой океан

Одним из первых установленных на спутнике в конце 1970-х годов измерительных приборов для определения цвета океана был «сканер цвета прибрежной зоны» (CZCS/Coastal Zone Color Scanner). Данная аппаратура позволяла регистрировать излучение в спектральных каналах шириной около 20 нм с центральными длинами волн 443, 520, 550, 670 нм. Отличительной чертой этих каналов является возможность получения измерений как в максимуме энергии солнечного спектра (550 нм), так и в области поглощения излучения хлорофиллом (670 нм) – основном пигментом фитопланктона морской воды. Последующие модификации сканеров цвета прибрежной зоны работали на тех же принципах выделения комбинаций длин волн, где существует поглощение солнечного излучения хлорофиллом фитопланктона и где это поглощение отсутствует.

Среди вод океана принято выделять два вида, существенно различающихся по оптическим свойствам. К первому виду относят воды открытого океана, в которых растворенные и взвешенные вещества имеют преимущественно биологическое происхождение. Ко второму виду относятся прибрежные воды, подверженные иным механизмам формирования их состава – выносом рек, замутнениям вследствие поднятия осадочного материала со дна, выносом загрязняющих веществ по рекам от источников, находящихся на суше, и т.п. В прибрежных водах изменения состава водных масс удобнее всего наблюдать одновременно в зеленом и красном участках спектра, в которых различаются не только характеристики поглощения солнечного света, но и его рассеяния (оно более значительно для более коротких волн). Соответствующим образом изменя-

ется цветовая гамма и интенсивности уходящего солнечного излучения от водной поверхности.

Цвет воды, наблюдаемый сверху, оказывается зависящим от вертикального распределения фитопланктона. При этом толщина слоя, формирующего «полезное излучение» (его иногда называют обратным диффузным излучением, несущим информацию об оптических свойствах указанного слоя), составляет в среднем около 20 м. Именно для этих глубин и появляется возможность определения концентрации хлорофилла как того пигмента, который в максимальной степени характеризует развитие фитопланктона в воде. Значительная часть «полезного сигнала» о свойствах фитопланктона оказывается искаженной при наблюдениях из космоса за счет рассеянного в атмосфере солнечного излучения («атмосферной дымки»).

Развитием сканера CZCS стала «аппаратура с широким полем зрения наблюдения моря» (SeaWiFS/Sea-Viewing Wide Field Sensor). При разработке этой аппаратуры учтены указанные особенности формирования излучения, уходящего от морской поверхности, с целью получения данных о цвете океана и мониторинга биологической продуктивности отдельных акваторий Мирового океана.

Для интерпретации данных об уходящем излучении системы «океан – атмосфера» широко используется также микроволновый диапазон. Оказалось, что участок спектра электромагнитных волн от 1 мм до 1 м, называемый СВЧ-диапазоном (сверхвысокие частоты) или микроволновым диапазоном, обладает весьма высокой информативностью при дистанционном зондировании океана из космоса. В этом диапазоне применяются как активные, так и пассивные методы зондирования. Пассивные методы основаны на регистрации интенсивностей собственного теплового (радиотеплового) излучения системы «океан – атмосфера» для различных длин волн при разных поляризациях и направлениях наблюдения относительно надира.

Основное достоинство микроволнового диапазона для получения информации об океане заключается в сравнительно слабом влиянии атмосферы на результаты измерений из космоса. В этом отношении говорят о всепогодности использования СВЧ-радиометрических и радиолокационных наблюдений, что определяет более широкие перспективы таких наблюдений, например, для анализа ледовой обстановки в полярных регионах Земли, где имеются реальные ограничения таких наблюдений в оптическом диапазоне в ночных условиях и в условиях облачности.

Излучение в микроволновом диапазоне принято характеризовать радиояркостной температурой, равной температуре черного тела, излучение которого имеет наблюдаемую яркость. При умеренной облачности и отсутствии осадков для длин волн более 5 см атмосфера оказывает пренебрежимо малое влияние на радиотепловое излучение земных покровов. В области вблизи длины волны 1.35 см (частота 22.2 ГГц) расположена резонансная линия поглощения излучения водяным паром, а вблизи длин волн 0.5 см и 0.25 см – линии поглощения излучения кислородом. Соответственно, влияние атмосферы для длин волн менее 2 см становится заметным, особенно для условий облачной атмосферы. В первых спутниковых системах использовались радиометры на длинах волн 0.8 и 1.35 см. Второй из этих каналов использовался для уточнения влияния водяного пара. Основными же длинами волн, несущими информацию о температуре поверхности океана и скорости приводного ветра, до освоения дециметрового диапазона оставались длины волн 3-10 см.

Однако, кроме температуры, существенное влияние на радиотепловое излучение оказывает изменение скорости приводного ветра. Если эта скорость выше некоторой

критической (она обычно соответствует 7 м/с), радиояркая температура увеличивается приблизительно линейно с увеличением скорости. Критическая скорость ветра соответствует началу появления «барашков» в виде пенных образований на гребнях морских волн. Другой причиной появления пены на морской поверхности могут быть так называемые внутренние волны, образующиеся при определенных условиях во внутренних слоях водной толщи. Волновые образования в океане могут зависеть также от биологической активности фитопланктона и других эффектов. Способность морской воды к пенообразованию, а также устойчивость пены зависят от количества поверхностно-активных веществ в воде, от ее солёности и температуры, а также от температуры воздуха.

При длинах волн более 3 см влияние температуры верхнего слоя воды и скорости природного ветра почти одинаково зависит от длины волны. Поэтому изменения состояния морской поверхности, вызываемые изменением скорости ветра, оказывается весьма существенной помехой при определении температуры поверхности. Требуется комплексный подход к применению многоканальных измерений, когда необходимо разделение влияния этих двух факторов с учетом влияния атмосферы.

К сильным увеличениям радиояркой температуры приводят дождевые осадки, так что зоны осадков легко выделяются по резким контрастам радиотеплового излучения. То же самое касается увеличения увлажнения почвогрунтов суши, когда значительная влажность препятствует прохождению сигнала радиолокатора на большую глубину, а собственное радиоизлучение выходит только с самого верхнего приповерхностного слоя вместо получения информации с его значительно большей глубины при сухой почве. Комплексная диэлектрическая проницаемость является основной характеристикой взаимодействия радиотеплового излучения с природными средами. Потери энергии, связанные с ее мнимой частью, и определяют важность химического состава и шероховатости почвенно-растительного покрова на регистрируемые характеристики излучения.

Для длин волн более 10 см в радиоизлучении водных поверхностей начинает проявляться зависимость от солёности воды. При значительных перепадах солёности (например, между пресными и океаническими водами) эта зависимость должна учитываться и на более коротких волнах. Однако в открытом океане вариации солёности невелики и не оказывают заметного влияния на радиояркую температуру в рассматриваемом участке микроволновой области спектра. Загрязнения поверхности моря, в первую очередь нефтяные, могут проявляться в измеряемой радиояркой температуре с учетом влияния морского волнения и пены, но непосредственное влияние на изменение диэлектрических свойств поверхности загрязнения сказывается только при достаточно большой толщине слоя - порядка 1 мм.

Инфракрасная радиометрия уже в первых спутниковых системах начала использоваться для определения температуры поверхности океана. Методы инфракрасной радиометрии продемонстрировали возможность прослеживания перемещения океанических вихревых образований, регистрации изменений поля температуры со временем, описания движения водных масс, гидрологических фронтов и наблюдения многих других динамических процессов, протекающих в океане. Были созданы эксплуатационные системы построения карт температуры поверхности океана. При общем отсутствии разделения между приборами океанологических и метеорологических спутников имеется и некоторая специфика соответствующих приложений. Реальная точность определения температуры поверхности океана по инфракрасным измерениям, включая изме-

рения в относительном окне прозрачности атмосферы, достигает 0.5 К. На точность определения температуры поверхности суши в значительной степени влияют пространственные неоднородности поверхности, приводящие к изменению ее излучательной способности в каждом конкретном случае.

Поверхность суши

Большинство приложений данных спутникового зондирования суши основаны на получении картографических материалов о рельефе и гидрологической сети. Основные направления обработки многоспектральных изображений строятся с помощью разделения разных классов растительности и почв на основе определенных принципов распознавания образов и анализа сцен. Этот этап подразумевает наличие «алфавитов» классов, «словарей» характерных признаков разделяемых классов и правил принятия решений о принадлежности каждого конкретного элемента класса (или их совокупности) к определенному описанию, известному априори или на основе заданных процедур обучения. Оценка параметров, характеризующих состояние выделенных объектов, состоит в дальнейшем уточнении связи спектральных образов этих объектов с такими характеристиками, как высота, густота, проективное покрытие почв растительностью, объем биомассы растительности и др. Одним из наиболее важных количественных показателей состояния растительности является индекс листовой поверхности LAI (Leaf Area Index); он характеризует различия свойств растительного покрова для разных значений проективного покрытия и при разных углах визирования растительных объектов.

Картографирование рельефа поверхности предполагает извлечение картометрической информации из получаемых цифровых данных и последующего нанесения морфометрических показателей в выбранной проекции карты. Традиционные методы фотограмметрии служат основой для получения пространственных трехмерных моделей местности. Соответствующие методы в настоящее время без особого труда реализуются в географических информационных системах (ГИС) обработки данных дистанционного зондирования.

Важной составной частью разрабатываемых в ГИС-среде цифровых моделей местности (ЦММ) являются цифровые модели рельефа (ЦМР), под которыми понимается та или иная форма представления исходных данных о рельефе, способ их структурного описания и метод интерполяции рельефа в заданной области. Интерес к построению ЦМР связан с тем, что с помощью используемой ГИС на основе баз данных картометрических и морфометрических показателей появляется реальная возможность построения производных карт рельефа, создания новых типов карт. Здесь могут быть полезны стереонаблюдения и другие особенности спутниковой съемки выбранных объектов и территорий. При учете углов наклона рельефа местности и экспозиции склонов как основных морфометрических показателей расчлененности рельефа для обрабатываемой сцены появляются возможности уточнения проявлений таких природных динамических процессов и явлений, как снежные лавины, оползни, разные формы водной и ветровой эрозии. Построение таких моделей рельефа дает новое качество при проектировании железных и автомобильных дорог, трубопроводов, строительстве промышленных и бытовых зданий, определении условий снегонакопления на сельскохозяйственных полях, оценке развития овражно-балочной сети и т.п. Построение адекватной гидрологической сети местности и соответствующих цифровых карт способствует решению актуальных проблем гидрологии суши: разлив русел рек и паводковые явления, наводнения и усыхание рек при засухах, организация управления водными ресурсами. Все эти возмож-

ности обычно реализуются по данным высокого пространственного разрешения спутниковых систем.

Главные приложения спутникового дистанционного зондирования для исследований суши концентрировались на использовании вегетационных индексов (некоторых комбинаций каналов видимой и ближней инфракрасной областей спектра). В свою очередь, вегетационные индексы изучались на предмет оценивания по ним параметров типа индекс листовой поверхности. Было обнаружено, что эти комбинации коррелирует с наземной биомассой растительности и биологической продуктивностью растительности. Соответствующие доказательства существования таких связей были продемонстрированы по данным многоспектральной сканирующей системы (MSS/Multispectral Scanner System) и тематического картографа (TM/Thematic Mapper) спутников Landsat, аппаратуры высокого разрешения в видимой области спектра (HRV/High Resolution Visible) спутников SPOT и других систем. В новейших разработках значения объема зеленой фитомассы, а также функционально связанной с ней общей биомассы лесных, болотных, сельскохозяйственных и других экосистем восстанавливаются для каждого элемента разрешения многоспектральной космической аппаратуры.

По разным причинам основные исследовательские и технологические программы 1970-1980-х годов по использованию данных спутниковых наблюдений были сосредоточены, главным образом, на ограниченном числе природных экосистем – в первую очередь, сельскохозяйственных. В последние годы методы дистанционного зондирования стали смыкаться с экологическими исследованиями в плане определения подробной картины текущего состояния природных и антропогенных ландшафтов, их изменений, загрязнения окружающей среды и др. Первые объединяющие исследования в этом направлении сосредоточены на следующих направлениях: понимание специфики отображения различных ландшафтов и процессов их описания; изменения растительности; биогеохимические циклы; глобальный энергобаланс.

Ландшафты определяются как неоднородные области суши, состоящие из взаимодействующих экосистем с характерными масштабами от нескольких километров до тысяч километров. Ландшафты вбирают в себя всю мозаику характерных единиц поверхности суши: разные типы растительности, водоемы, поселения, дороги и т.д. Ландшафты сформированы различиями в топографии, микроклиматических условий, исторических единиц. Экология ландшафтов, посвященная изучению структуры, функционирования и изменения ландшафтов, находится в стадии своего начального развития. Очевидна значительная роль дистанционного зондирования в становлении этой дисциплины.

Одно из основных требований экологии ландшафтов - оценка площадей, занятых определенным типом земных покровов. Имеющиеся материалы спутниковых съемок являются идеальным средством для определения пространственной протяженности и распределения конкретных типов земных покровов, но многое определяется необходимым уровнем генерализации типичных ландшафтов. Естественно, важным является и обоснование соответствующих ограничений, налагаемых процедурами классификации отображаемых сцен на спутниковых изображениях.

В конечном итоге приборные средства многоспектральных, многоугловых и поляризационных измерений со спутников призваны расширить существующую базу научных исследований различных объектов поверхности суши. Здесь упомянуто свойство поляризации излучения как одна из важных особенностей отражательной способности растительного покрова при определенных комбинациях ориентации листьев растений,

условий их освещения Солнцем, увлажнения и углов визирования при дистанционном зондировании. Эффекты поляризации излучения оказывают также существенное влияние на формирование полей радиотеплового излучения для геологической среды.

Геосфера

Наблюдения геологической среды из космоса представляют интерес в первую очередь с точки зрения обнаружения месторождений минеральных ресурсов и эксплуатации существующих месторождений (нефте- и газопроводы, карьеры, урбанизация территорий и т.п.). Построение карт, охватывающих соответствующие месторождения, составляет содержание основных приложений данных дистанционного зондирования для геосферных исследований. Многоспектральные изображения таких спутниковых систем, как Landsat, Spot и др. позволяют строить цифровые карты выбранных территорий. На этих картах в значительной степени отображаются процессы, происходившие или происходящие не только на поверхности, но в более глубоких слоях твердой оболочки Земли. Поиск индикаторов внутренней структуры указанных процессов способствует развитию необходимых приложений.

Растительный покров и конкретные условия землепользования могут маскировать внутренние процессы геосферной оболочки, но специальная обработка многоспектральных изображений, выделение так называемых линеаментов (линейных структур) и характерных признаков геологических проявлений дают возможность уточнения проводимых региональных исследований. На картографических материалах, построенных по данным космической съемки, могут быть выделены геоморфологические образования, кольцевые структуры и нестандартные дренажные системы. Дополнительные особенности могут выделяться при представлении изображений в псевдоцветах как некоторый синтез влияния волн различной длины на проявления возможных аномалий геологического строения территорий. В одних случаях на таких изображениях выделяются характерные признаки минерализации. В других случаях предшествующие геологические исследования позволяют уточнить условия, сопутствующие возникновению месторождений нефти и других полезных ископаемых. Стоит задача разделения геологических линеаментов и соответствующих ложных образований при интерпретации спутниковых изображений.

Гиперспектральные изменения (спектральное разрешение порядка единиц нанометров) - новая уникальная возможность, улучшения различения строения и типов горных пород. Уже первые результаты идентификации соединений железа при псевдоцветной обработке цифровых изображений спутников Landsat показали возможности качественного улучшения изобразительных свойств обрабатываемых данных совместно с лабораторными анализами спектральных характеристик отдельных образцов горных пород.

Появились специальные виды измерительной аппаратуры дистанционного аэрокосмического зондирования, названные видеоспектрометрами. Одним из первых был «самолетный видеоспектрометр видимой и инфракрасной области спектра» (AVIRIS/Airborne Visible and Infrared Imaging Spectrometer/AVIRIS). Это направление считается одним из самых перспективных в настоящее время не только для геолого-геофизических исследований, но и массы других приложений дистанционного аэрокосмического зондирования земной поверхности.

Упомянутая выше спутниковая аппаратура, названная «тематический картограф» (TM), как и предшествующие ей многоспектральные сканеры спутников Landsat, пред-

назначались, главным образом, для удовлетворения потребностей специалистов, изучающих растительный покров. Первые четыре канала (0.45 – 0.52 мкм; 0.52 – 0.60 мкм; 0.63 – 0.69 мкм; 0.76 – 0.90 мкм) соответствуют характерным особенностям кривой спектрального хода растительности: зеленый пик максимума энергии солнечного спектра, полоса поглощения хлорофилла, характерное плато резкого увеличения отражательной способности здоровой растительности при переходе к ближней инфракрасной области спектра. Оказалось, что ценными для геологических исследований являются два других канала ТМ (1.55 – 1.75 мкм и 2.08 – 2.35 мкм). Наряду с еще одним каналом ТМ (10.40 – 12.50 мкм), потенциально важным для изучения тепловых инфракрасных свойств горных пород и возможной идентификации силикатов (соединений кремния), были испытаны возможности другой аппаратуры под названием «тепловой инфракрасный многоспектральный сканер» (TIMS/Thermal Infrared Multispectral Scanner). Он дает информацию в области спектра 8 - 12 мкм, а также имеет шесть других каналов диапазона 0.4 – 1.0 мкм.

Аппаратура TIMS послужила основой для разработки многоканальной тепловой аппаратуры как части измерительных средств комплекса, названного «усовершенствованный космический радиометр тепловой и видимой области спектра» (ASTER/Advanced Spaceborne Thermal Emission and Reflection Radiometer), установленного на спутнике Терра. В целом, следует отметить высокую информативность измерительных систем рассматриваемого типа для различения разных типов горных пород. При этом интерпретацию данных аппаратуры ASTER высокого пространственного разрешения часто увязывают с данными аппаратуры (MODIS/Moderate-Resolution Imaging Spectroradiometer – видеоспектрорадиометр среднего разрешения) спутников Терра и Aqua.

Заключение

Развитие космических систем наблюдения Земли, методов обработки и интерпретации данных наблюдений и использование конечной информационной продукции для научных исследований и прикладных приложений происходит в направлении повышения пространственного и спектрального разрешения соответствующих измерительных комплексов, разработки алгоритмического и программного обеспечения обработки и интерпретации получаемых многоспектральных изображений. Перспективы развития данного направления научно-технологических приложений связаны с все большей миниатюризацией измерительной аппаратуры, устанавливаемой на малые космические аппараты, с использованием многопроцессорных компьютерных систем для обработки получаемых огромных массивов исходных данных, а также с разработкой новых технологий по доведению результатов тематической интерпретации получаемой информационной продукции до самых разнообразных групп пользователей.

Исследования проводятся в рамках проектов Российского Фонда Фундаментальных Исследований (РФФИ) 05-05-64199 и 05-07-90176.

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОЗОНА И УФ ОБЛУЧЕННОСТИ ПО ДАННЫМ
СПУТНИКОВЫХ НАБЛЮДЕНИЙ TOMS 8 И SBUV 8.**

Крамарова Н.А., Кузнецов Г.И.

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

В работе представлены результаты анализа полей изменчивости озона и УФ эритемной облученности по данным спутниковых наблюдений (TOMS 8 и SBUV 8). В качестве методики исследования в работе использовался метод Естественных Ортогональных Функций (ЕОФ), который показали тесную связь вариаций озона и УФ радиации с динамическими атмосферными процессами. Проведено исследование пространственных особенностей сезонных вариаций полей ОСО и УФ эритемной облученности в умеренных широтах Северного полушария в течение одного года по данным TOMS. В работе также представлены результаты анализа трехмерных полей среднемесячных значений парциального давления озона в тропиках по данным SBUV 8. Анализ выявил тесную связь вариаций озона в тропиках с солнечной 11-ти летней активностью и с элементами глобальной циркуляции атмосферы, такими как квазидвухлетняя цикличность и колебаниями с периодом 20.4 месяца. Кроме того, проведен анализ среднемесячных полей ОСО и УФ облученности в ноябре за 25-ти летний период в области Антарктической озонной дыры.

В последнее время большую актуальность приобрели проблемы изменения климата на планете, которые определяются как вариациями и трендами парниковых газов, так и изменениями динамики атмосферы. Озон, являясь естественным трассером динамических процессов в стратосфере, в то же время обладает мощным радиационным потенциалом в этой области и сам влияет на стратосферную динамику. В этой связи, важное значение приобретают задачи, связанные с мониторингом изменений озона и обнаружением причинно-следственных связей между вариациями озона и динамикой.

Озон преимущественно генерируется в тропической области под действием жесткого УФ излучения с длиной волны меньше 242 нм. С другой стороны у озона существуют мощные полосы поглощения в УФ и ИК областях спектра. Озоновый слой является биологическим щитом, защищающим землю от негативного влияния жесткого УФ излучения. Практически вся УФ радиация с длиной волны меньше 280 нм (УФ-С область спектра) поглощается озоновым слоем атмосферы и не достигает поверхности земли. Режим биологически активной УФ-Б радиации (280-315 нм) определяется рядом факторов, в том числе величиной общего содержания озона и структурой его вертикального распределения. Кроме того, важным фактором, оказывающим влияние как на режим УФ радиации, так и на режим озона, является солнечная инсоляция. Таким образом, можно предположить, что вариации озона и УФ радиации тесно связаны между собой.

Методы анализа.

Применяемый в работе метод Естественных Ортогональных Функций (ЕОФ) основан на разложении исходных пространственно-временных полей по ортогональным базисным векторам, которые не задаются заранее, а определяются из самих исходных полей [11]. В результате разложения мы получаем вектора, описывающие пространственное распределение особенностей, присущих изучаемым полям, и соответствующие коэффициенты разложения, характеризующие временную эволюцию в целом по всему исследуемому полю. Кроме того, моды ЕОФ анализа располагаются в порядке уменьшения их вклада в дисперсию исходного поля. Таким образом, первые ЕОФ моды описывают максимальную изменчивость исходного пространственно-временного поля. В работе использовалась численная модель DIOGIN, разработанная в Институте Вычислительной Математики РАН.

Исследование пространственных особенностей сезонных вариаций общего содержания озона и УФ облученности в умеренных широтах Северного полушария.

Перенос озона в умеренные и полярные регионы происходит под действием так называемой циркуляции Добсона-Брюера. Циркуляция Добсона – Брюера значительно сильнее в Северном полушарии, поэтому температура нижней стратосферы, как и общее содержание озона в Арктике выше, чем в Антарктике. Сезонная изменчивость озона ярко выражена в умеренных и полярных широтах, максимум содержания озона наблюдается в конце зимы – начале весны, а минимум достигается в конце лета – начале осени. В целом сезонные вариации озона хорошо известны и изучены, однако обычно для анализа сезонных вариаций озона используются данные измерений на одной конкретной станции [4], либо исследуется сезонный ход средне зональных значений озона [3]. В этой связи большой интерес представляет анализ сезонной изменчивости в целом всего широтно-долготного поля озона. В данной работе с помощью метода естественных ортогональных функций исследуются сезонные вариации долготно-широтных полей озона и УФ эритемной облученности в области средних широт Северного полушария.

Для исследования пространственно-временных особенностей сезонных вариаций общего содержания озона (ОСО) и УФ эритемной облученности в умеренных широтах Северного полушария был применен ЕОФ метод. В качестве исходных полей данных использовались долготно-широтные поля ежедневных спутниковых измерений TOMS 8 за 2000 г. в Северном полушарии в широтной области 28-60 с.ш. (пространственное разрешение 10^0 по долготе и 2^0 по широте). Предварительно из рядов данных были удалены средние за год значения.

На рис. 1, 2 представлены пространственные структуры двух первых ЕОФ векторов ОСО, а также соответствующие временные коэффициенты. Величина аномалий ОСО, связанная с данной ЕОФ модой, получается путем умножения значений пространственного вектора на соответствующий временной коэффициент.

Первая ЕОФ мода для ОСО описывает 48% сезонной изменчивости озона в регионе. Временной коэффициент первой моды отображает годовой ход ОСО с минимумом в августе-ноябре и максимумом в феврале-апреле (рис. 1, б). Такой сезонный ход ОСО определяется динамическими факторами.

В пространственной структуре ЕОФ вектора отчетливо видно возрастание величины сезонных аномалий с ростом широты (рис. 1, а). Вдоль круга широт 50^0 с.ш. выделяются три зоны долготных аномалий (области, в которых наблюдаются отклонения от широтного распределения). Такая долготная структура озона в Северном полушарии вызвана орографическими факторами и впервые была обнаружена Г.И. Кузнецовым [1]. В холодный период (зимой и весной) выделяются три гребня озона (области с повышенным содержанием озона). Первый гребень, направленный с севера на юг, располагается над Дальним Востоком, второй — над Канадой и третий — над Западной Европой. Оси гребней, проходящие примерно вдоль 120^0 в. д., 70^0 з. д. и 20^0 в. д., близко совпадают со средними многолетними осями высотных (на уровне 100 мб) барических ложбин [10]. В теплый период на месте озонных гребней наблюдаются ложбины (области с пониженным содержанием озона). Наибольшие значения аномалий озона с амплитудой до 100 е.Д., связанных с сезонным ходом озона, наблюдаются на дальневосточном побережье Евразии.

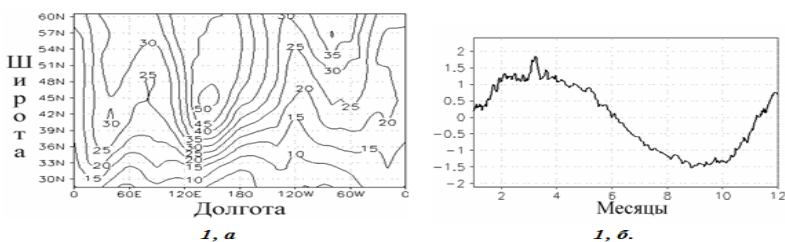


Рисунок 1. Первая ЕОФ мода аномалий ОСО (описывает 48 % сезонной изменчивости общего содержания озона в умеренных широтах Северного полушария). На рисунке а) представлено пространственное (долгота x широта) распределение ЕОФ-1 в величинах аномалий ОСО (е.Д.), а на рисунке б) соответствующий временной коэффициент. Величина вариаций ОСО, связанная с данной ЕОФ модой, получается путем умножения значений пространственного вектора на соответствующий временной коэффициент.

Вторая ЕОФ мода ОСО описывает порядка 11,5%. Временной коэффициент второй моды возрастает до максимума в апреле-сентябре, и достигает минимума в ноябре-феврале (рис. 2, б), что соответствует годовому ходу солнечной активности в Северном полушарии. В пространственном распределении второго ЕОФ вектора выделяются дипольная структура (рис. 2, а) с областью отрицательных аномалий, направленных с севера на юг, располагающейся над северо-восточным побережьем Евразии (с амплитудой 45-60 е.Д.). В области положительных значений аномалий наблюдается две зоны максимума: в северной части Атлантического океана (10 з.д.) и в южной части Тихого океана (130 в.д.) с амплитудой порядка 30-40 е.Д.

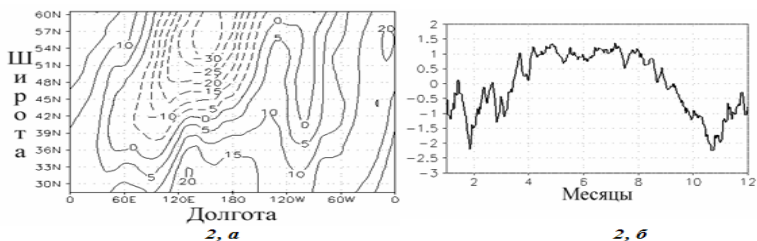


Рисунок 2. То же что и на рис.1 только для второй ЕОФ моды аномалий ОСО (описывает 11,5% изменчивости). На рисунке а) представлено пространственное (долгота x широта) распределение ЕОФ-2 в величинах аномалий ОСО (е.Д.), а на рисунке б) соответствующий временной коэффициент.

Первый ЕОФ вектор УФ эритемной облученности описывает порядка 80 % изменчивости УФ облученности в регионе. В отличие от озона значения сезонных аномалий УФ эритемной облученности с ростом широты уменьшаются (рис. 3, а).

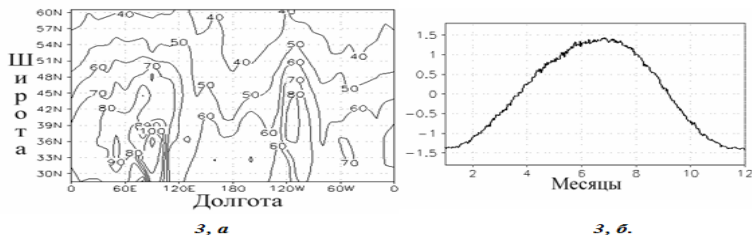


Рисунок 3. Первая ЕОФ мода аномалий УФ эритемной облученности в умеренных широтах Северного полушария (описывает 80 % сезонной изменчивости). На рисунке а) представлено пространственное (долгота x широта) распределение ЕОФ-1 в величинах аномалий УФ облученности ($\text{Дж}/\text{м}^2$), а на рисунке б) соответствующий временной коэффициент.

Уменьшение значений аномалий УФ облученности в высоких широтах связано с общим низким значением уровня приходящей солнечной радиации. Наибольшие значения сезонных вариаций УФ облученности наблюдается в широтном поясе 30-50° с.ш. со средней амплитудой порядка 60 $\text{Дж}/\text{м}^2$. В этом же широтном поясе выделяются области максимальных значений УФ облученности, связанные с орографическими особенностями региона: Гималаи, Средняя Азия, Кавказ, юг Европы и западное побережье США. Коэффициент первой моды (рис 3, б) иллюстрирует годовой ход УФ облученности с максимумом в летние месяцы и минимумом зимой, связанный с годовым ходом солнечной активности в Северном полушарии.

Исследование долгопериодных вариаций трехмерных полей парциального давления озона в тропическом регионе.

Как известно, в тропической области пространственная и временная изменчивость озона мала, что позволяет более отчетливо выделять эффекты крупномасштабных особенностей общей циркуляции атмосферы и солнечной активности. Проведенная авторами ранее работа по исследованию полей ОСО и УФ облученности в тропиках [2] показала тесную связь вариаций этих величин с рядом динамических явлений, такими как квазидвухлетний цикл (КДЦ), интерференционное воздействие годового и КДЦ циклов, явлениями Эль-Ниньо (Ла-Ниньо), а также с солнечной 11-ти летней активностью. Настоящим этапом в изучении откликов озона на воздействие различных гео- и гелиофизических факторов стало исследование уже трехмерных полей озона в тропиках.

В средней стратосфере тропических широт постоянно образуется избыток озона. Тропическая стратосфера - это источник атмосферного озона. Отношение смеси озона r_3 (плотность озона/плотность воздуха) достигает максимума на высоте 31—36 км над тропической зоной. В сторону полюсов на этой высоте величина r_3 существенно убывает. Поэтому именно в сторону полюсов происходит перенос озона горизонтальными течениями воздуха. Из этой области озон уходит и распространяется в высокие широты главным образом зимнего полушария меридиональными движениями воздуха. Вместе с ними нисходящие движения переносят озон в нижнюю стратосферу, а затем и в тропосферу. Таким образом, озон включается в систему общей циркуляции атмосферы.

Вертикальное распределение (ВР) озона носит отпечаток ряда процессов, образующих и перераспределяющих озон в атмосфере. Равно оно отражает многие, иногда глобальные, иногда очень тонкие особенности строения самой атмосферы. Изучение

особенностей ВР озона имеет важное значение для понимания всего баланса озона в земной атмосфере.

В качестве исходного материала для анализа трехмерного распределения озона были использованы вертикальные профили парциального давления озона по данным спутниковых наблюдений SBUV (версия 8) за 25-ти летний период с января 1979 по декабрь 2003 года в тропической области (30 ю.ш. -30 с.ш.). Для использования данных SBUV в анализе долговременных вариаций озона была проведена большая предварительная работа для адаптации данных к регулярной сетке и расчета среднемесячных величин.

В результате проведенного усреднения исходных данных SBUV по пространству и времени была впервые получена адаптированная трехмерная база среднемесячных значений концентрации озона (в нбар) на регулярной сетке с разрешением 2^0 по широте и 40^0 по долготе для 15 высотных уровней. Сезонный ход и линейный тренд за исследуемый период были удалены.

На основе адаптированной трехмерной базы данных среднемесячных значений парциального давления озона с помощью ЕОФ анализа были получены характерные пространственные и временные структуры распределения концентрации озона в широтной области 30 с.ш.-30 ю.ш. и высотном интервале от 50 гПа (20,6 км) до 0,5 гПа (53,7 км). Был проведен как ЕОФ анализ долготно-широтных полей парциального давления озона на заданном высотном уровне, так и ЕОФ анализ высотно-широтных полей средне зональных значений парциального давления озона. ЕОФ анализ показал, что порядка 75-80% остаточной изменчивости озона в тропической области объясняется естественными факторами, такими как 11-ти летний Солнечный цикл, квазидвухлетний цикл (КДЦ) и колебаниями с периодом 20.4 месяца, которые представляют собой интерференционное воздействие КДЦ и годового циклов.

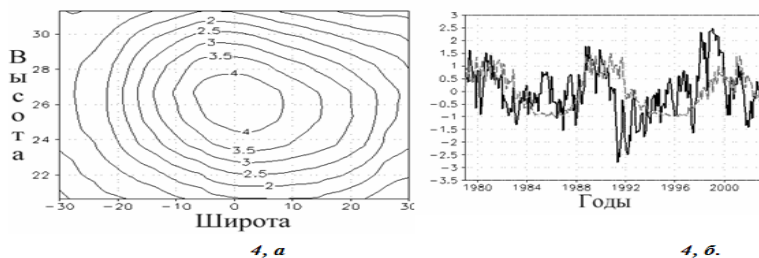


Рисунок 4. Первая ЕОФ мода аномалий среднемесячных значений концентрации озона по данным SBUV (35% долгопериодной изменчивости озона в тропиках). Первая мода отражает связь озона с 11-ти летним Солнечным циклом. На рисунке а) представлено пространственное (широта x высота) распределение ЕОФ-1 в величинах аномалий парциального давления озона (нбар.), а на рисунке б) временной коэффициент (сплошная линия) в сравнении с индексом 11-ти летнего солнечного цикла (пунктирная линия). Коэффициент корреляции равен 0,5.

На рисунках 4-6 для иллюстрации представлены три первые моды ЕОФ анализа высотно-широтных полей среднемесячных зональных значений парциального давления

озона в высотной области 10-50 гПа (20,6 – 31,2 км), где четко прослеживается влияние всех трех вышеперечисленных явлений на изменчивость озона.

Проведенный анализ показал, что для всех высотных уровней первая ЕОФ мода тесно связана с 11-ти летним солнечным циклом. Вклад солнечного цикла в изменчивость озона уменьшается с уменьшением высоты. На высотных уровнях 0,5 и 1 гПа первая мода описывает более 75% остаточной изменчивости парциального давления озона, тогда как для высоты 50 гПа - лишь 37%. Но поскольку максимум вертикального распределения озона в тропиках расположен на уровне 24-27 км, то максимум вариаций озона в абсолютных значениях, связанных с 11-ти летним солнечным циклом, располагается также на уровне 26 км (30 гПа). Амплитуда колебаний озона на этом высотном уровне достигает 12 нбар (рис. 4, а, б), тогда как на высоте 0.5-1 гПа амплитуда составляет лишь 0.08-0.2 нбар. В долготно-широтном распределении максимальная изменчивость озона, располагается в экваториальной зоне и постепенно уменьшается к субтропикам. Таким образом, увеличение солнечной активности приводит к повышению фотохимической генерации озона и росту его концентрации.

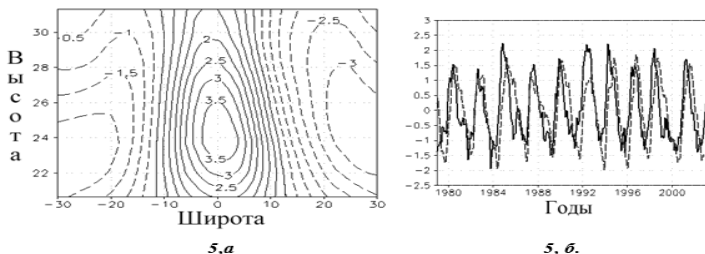


Рисунок 5. То же что и на рис.4 только для второй ЕОФ моды аномалий среднемесячных значений концентрации озона (описывает 24% изменчивости), связанной с квазидвухлетним циклом. На рисунке а) представлено пространственное (широта x высота) распределение ЕОФ-2 в величинах аномалий озона (нбар), а на рисунке б) соответствующий временной коэффициент (сплошная линия) в сравнении с индексом КДЦ (пунктирная линия), коэффициент корреляции 0,8.

Вторая мода изменчивости среднемесячных значений концентрации озона связана с КДЦ и четко проявляется в слое 50- 7 гПа. В этом слое вклад второй моды, связанной с КДЦ, составляет порядка 19-24%. В широтно-высотном распределении второго ЕОФ вектора озона, представленного на рис 5, а, четко выделяются экваториальная и субтропическая зоны КДЦ, колебания озона в которых происходят в противофазах. Граница раздела проходит в области 10-15⁰ в обоих полушариях и зависит от высоты. Следует отметить несимметричность субтропических колебаний озона: северная ветвь субтропических КДЦ колебаний озона простирается существенно выше вплоть до 7-5 гПа и имеет большую амплитуду. Высотный максимум КДЦ вариаций располагается на уровне 30 гПа с амплитудой 8-10 нбар.

На рисунке 5, б представлен временной ход коэффициента второй ЕОФ моды в сравнении с индексом КДЦ (зональным ветром в Сингапуре на уровне 30 гПа). Квазидвухлетний цикл представляет собой периодическую смену направлений зонального ветра с западного на восточный в экваториальной атмосфере с периодом 22-32 месяца [12]. Положительные значения индекса КДЦ соответствуют западной фазе КДЦ, кото-

рая характеризуется нисходящими вертикальными движениями на экваторе в области между 1-100 гПа, и восходящими движениями в субтропической зоне. Отрицательные значения индекса КДЦ соответствует восточной фазе КДЦ, в течение которой наблюдаются восходящие движения воздуха на экваторе, и нисходящие в субтропиках. Как известно, во время нисходящих движений воздушных масс происходит накопление озона в нижней части стратосферы, где озон консервативен из-за большого там времени релаксации, а в верхней части озон быстро восстанавливается фотохимическими процессами, так что общее количество озона в столбе воздуха возрастает. Обратная картина наблюдается при восходящих движениях.

Из рисунка 5, б видно, что КДЦ вариации озона опережают КДЦ вариации зонального ветра. Корреляционный анализ показал, что опережение составляет 3 месяца. Такое опережение КДЦ вариаций озона было обнаружено нами ранее [2] при анализе полей ОСО в тропиках. Таким образом, можно говорить о прогностической роли озона.

Изучению вариаций озона, связанных с КДЦ, посвящена проведенная ранее на кафедре физики атмосферы работа [16]. В работе [16] анализируются пространственное распределение КДЦ вариаций озона по данным ряда озонметрических станций, расположенных в тропиках. Проведенный в данной работе ЕОФ анализ трехмерных полей озона, полученных по спутниковым наблюдениям, позволил получить четкую картину распределения вариаций озона, связанных с квазидвухлетним циклом во всей тропической области.

Влияние интерференционного воздействия КДЦ и годового циклов, порождающих колебания озона с периодом 20,4 месяца, проявляется так же, как и КДЦ на высотах 7-50 гПа и описывает 10-17% долгопериодной изменчивости концентрации озона. Колебания озона в северном и южном полушарии происходят в противофазе (рис. 6, а). Граница смены фазы 20,4 месячных вариаций озона имеет высотную зависимость: граница смещается по широте с 15 ю.ш. на 50 гПа до 0 ю.ш. на уровне 15 гПа, а затем снова смещается на юг до 7-8 ю.ш. на высотном уровне порядка 7 гПа. Высотный максимум этих колебаний расположен на уровне 10-15 гПа в Южном полушарии с амплитудой порядка 6-7,5 нбар. В северном полушарии область максимальных аномалий расположена значительно ниже на уровне порядка 40 гПа с амплитудой 4-5 нбар. Анализ временного коэффициента третьей моды (рис. 6, б) обнаруживает четкие колебания с периодом около 20,4 месяцев. Такой период в изменчивости озона уже был отмечен и выделен ранее в работе [13] при анализе рядов ОСО, а также в предыдущей работе авторов [2].

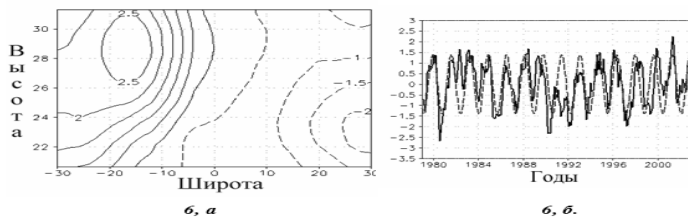


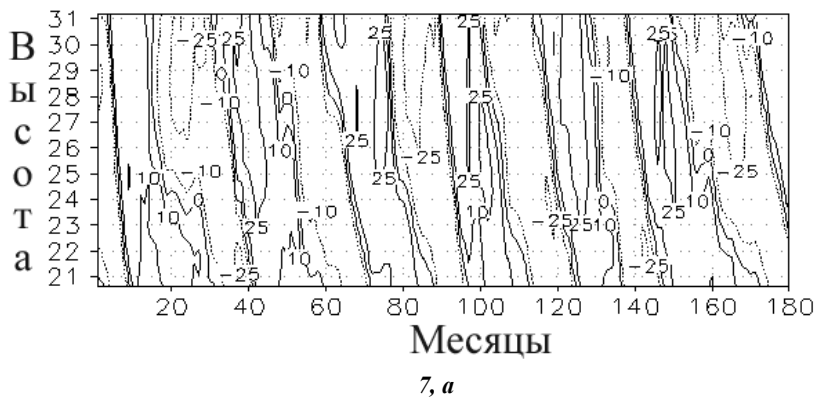
Рисунок 6. То же что и на рис.4 только для третьей ЕОФ моды аномалий среднемесячных значений концентрации озона (описывает 16% изменчивости). Третья мода отражает связь общего озона с колебаниями с периодом $\sim 20,4$ месяца, который представляет собой интерференцию годового и квазидвухлетнего циклов. На рисунке а)

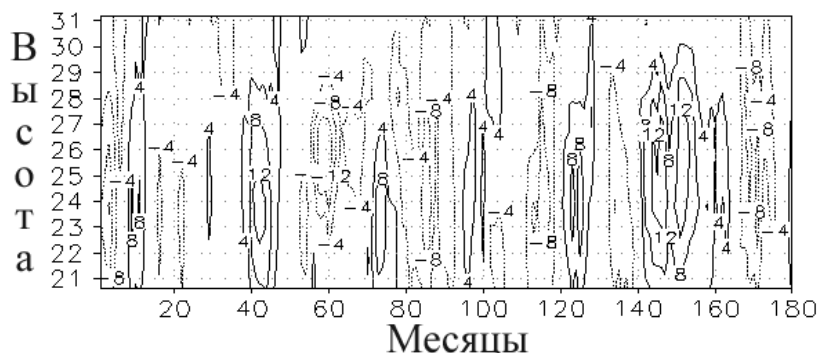
представлено пространственное (широта x высота) распределение ЕОФ-3 в величинах аномалий озона (нбар), а на рисунке б) соответствующий временной коэффициент (сплошная линия) в сравнении с гармонической функцией с периодом 20,4 месяца (пунктирная линия), коэффициент корреляции 0,6.

Исследование механизмов КДЦ колебаний озона на экваторе.

Для изучения механизмов КДЦ колебаний озона был проведен анализ вертикальных профилей среднемесячных значений парциального давления озона и зонального ветра на экваторе за 15 лет (январь 1987-декабрь 2001) в высотном интервале от 50 гПа (20,6 км) до 10 гПа (31,2 км). Сезонный ход и линейный тренд из обоих рядов данных были удалены.

На рисунке 7 представлены высотно-временные зависимости среднемесячных значений аномалий зонального ветра (рис.7, а) и парциального давления озона (рис. 7, б) на экваторе в высотной области 50-10 гПа за 15 лет. Видно, что во время западной фазы КДЦ, когда происходят нисходящие движения воздушных масс в экваториальной нижней стратосфере, наблюдается увеличение концентрации озона. Значения аномалий концентрации озона могут достигать 8-12 нбар с максимумом в высотном слое 24-26 км. Во время восточной фазы КДЦ происходит уменьшение концентрации озона. Кроме того, из рисунков видно, что изолинии зонального ветра имеют наклон относительно шкалы времени, т.е. определенная фаза зонального ветра постепенно опускается вниз. Изолинии аномалий озона имеют иную структуру: они располагаются вдоль вертикали, таким образом, в фиксированный момент времени наблюдаются одинаковые значения аномалий концентрации озона во всем высотном слое 20-30 км.





7, б

Рисунок 7. На верхнем рисунке а) представлена высотно-временная зависимость аномалий среднемесячных значений зонального ветра на экваторе в слое между 50-10 гПа. На нижнем б) - высотно-временная зависимость аномалий среднемесячных значений парциального давления озона на экваторе в слое между 50-10 гПа.

Проведенный взаимно корреляционный анализ показал практически линейную зависимость от высоты временных сдвигов коэффициентов корреляции между зональным ветром и озоном. На рисунке 8 представлена высотная зависимость временных сдвигов максимальных значений коэффициента корреляции между временными рядами среднемесячных значений парциального давления озона и зонального ветра на фиксированном высотном уровне. Корреляционный анализ показал, что на уровне 32 км колебания озона отстают от колебаний зонального ветра на той же высоте на 6-7 месяцев, на высоте 26 км временного сдвига не наблюдается, а на 20 км вариации озона опережают ветер на 4 месяца.

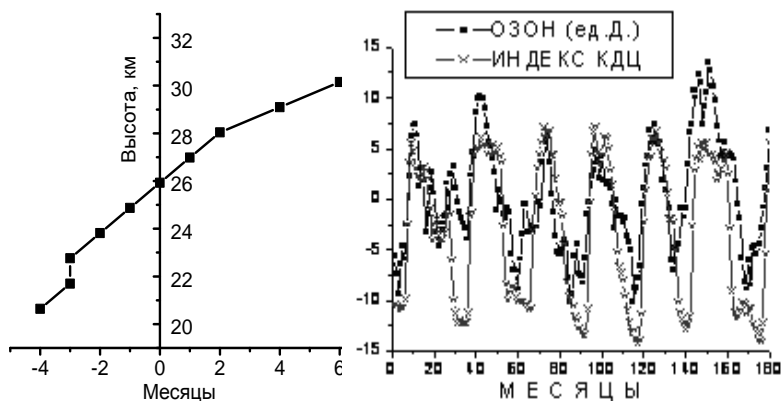


Рисунок 8. Временной сдвиг максимальных значений коэффициента корреляции между аномалиями среднемесячных значений парциального давления

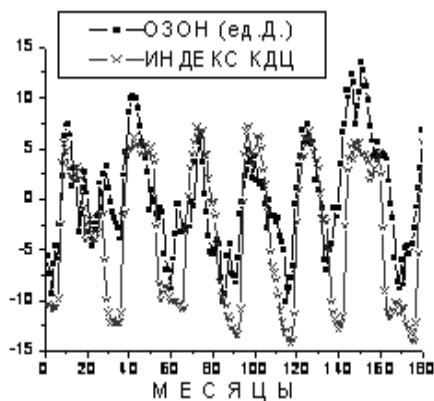


Рисунок 9. Временной ход интегрального содержания аномалий концентрации озона в слое 10-50 гПа над экватором в сравнении с индексом КДЦ (зональным ветром на уровне 30 гПа)

Опережение вариаций озона наблюдается и на рисунке 9, где представлен временной ход индекса КДЦ (зональный ветер на уровне 30 гПа) и интегрального содержания аномалий концентрации озона в слое 10-50 гПа. Более детальный анализ показал, что опережение зависит от фазы КДЦ. Так во время западной фазы КДЦ опережение увеличивается до 5 месяцев, а во время восточной фазы уменьшается до 1-2 месяцев.

Анализ среднемесячных полей ОСО и УФ облученности в Антарктиде.

В последние десятилетия большое внимание было приковано к проблеме «озоновой дыры», наблюдаемой в области Антарктиды в августе-ноябре. К сожалению, спутниковые методы определения озона, основанные на измерениях отраженного солнечного излучения, не позволяют проводить непрерывный мониторинг озона во время полярной ночи. Поэтому в данной работе для изучения феномена «озоновой дыры» исследовались поля среднемесячных значений ОСО и УФ эритемной облученности для последнего месяца «озоновой дыры» - ноября - за 25-ти летний период с 1978-2002 г. в широтном диапазоне 50-80 ю.ш. Предварительно из исследуемых полей был удален сезонный ход.

На рисунках 10-11 представлены две первые моды ЕОФ разложения полей аномалий среднемесячных значений общего содержания озона в ноябре за 25 лет.

Первая ЕОФ описывает около 80% остаточной изменчивости озона в регионе. Прослеживается достаточно четкая зональная структура с максимумом, расположенным в полярном регионе (рис. 10, а). Такая структура распределения озона отражает динамическое состояние атмосферы в этот период, когда наблюдается циркумполярный вихрь.

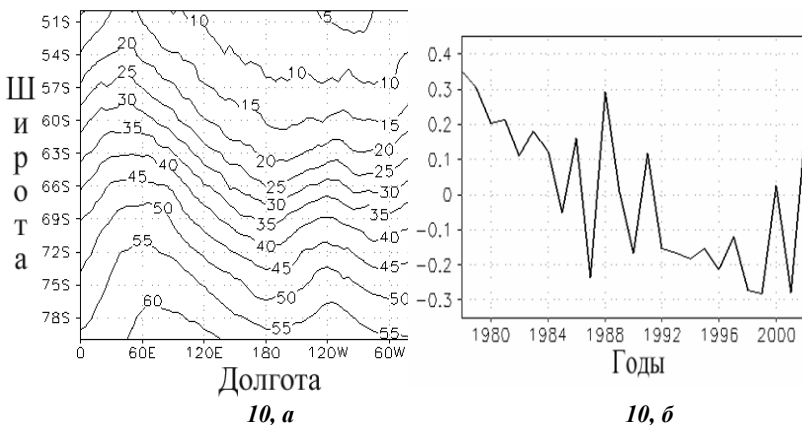


Рисунок 10. Первая ЕОФ мода аномалий среднемесячных значений ОСО в Антарктической области в ноябре. Первая мода описывает порядка 80% остаточной изменчивости озона в регионе. На рисунке а) представлено пространственное (долгота x широта) распределение ЕОФ-1 в величинах аномалий ОСО (е.Д.), а на рисунке б) временной коэффициент.

Временной коэффициент ЕОФ 1 имеет заметный негативный тренд в течение всего исследуемого периода (рис. 10, б). Видно, что вплоть до 1985 года наблюдались поло-

жительные аномалии ОСО, а в последующие годы преимущественно отрицательные. Однако выделяются 1988, 1991, 2000 и 2002 годы, когда на фоне общей отрицательной тенденции наблюдаются положительные аномалии ОСО. Согласно данным, представленным в работах [6] и [7], в эти же годы наблюдались повышения общего содержания озона в октябре в широтной области 60-90 ю.ш. Вероятно, такие положительные всплески связаны с активными динамическими процессами в Антарктике в эти годы. В работах [8] и [9] показано, что в последние десятилетия наблюдается увеличение мощности и продолжительности Антарктического циркумполярного вихря, что приводит к дополнительным потерям озона. Время разрушения вихря в последние годы наступает в первой декаде декабря, а порой и в середине декабря, тогда как в конце 70-х годов разрушения вихря происходило в последней декаде ноября. Однако, в 1988, 2000 и 2002 годах согласно данным, представленным в работах [7] и [5], разрушение циркумполярного вихря наступало в ноябре, что способствовало увеличению озона в эти годы.

Вторая мода ЕОФ анализа описывает 10% изменчивости озона в регионе. В пространственной структуре четко прослеживается дипольная структура с областью максимума, центрированной на 90° з.д. и областью минимума, центрированной на 30° в.д. Такая пространственная структура в распределении озона, вероятно, также тесно связана с динамическими процессами - явлением разделения циркумполярного вихря. Кроме того, по-видимому, свой вклад вносят и орографические особенности рельефа [15]. Сравнение временного хода коэффициента второй ЕОФ моды с индексом КДЦ дало неожиданный результат. Оказывается, что временной ход этих рядов очень схож (коэффициент корреляции ~ 0.6). Таким образом, расположение положительных и отрицательных областей диполя зависит от фазы КДЦ. В течение западной фазы экваториального КДЦ отрицательная область озонного диполя над Антарктидой располагается в восточном полушарии (на 30° в.д.), а во время восточной фазы КДЦ - в западном полушарии (90° з.д.). В настоящее время существует ряд работ, указывающих на влияние динамических процессов в тропиках на режим озона в Антарктиде [14]. Безусловно представленные результаты нуждаются в дальнейшем более детальном анализе.

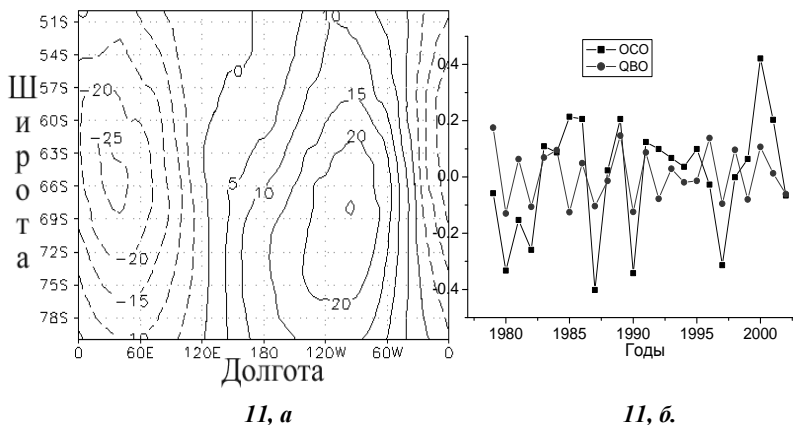
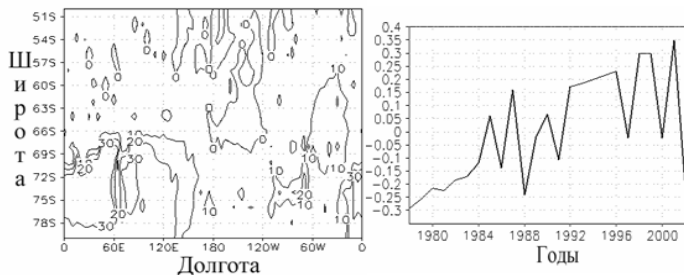


Рисунок 11. То же что и на рис. 10 только для второй ЕОФ моды аномалий ОСО (10% изменчивости). На рисунке а) представлено пространственное (долгота x широта) рас-

пределение ЕОФ-1 в величинах аномалий ОСО (е.Д.), а на рисунке б) временной ко-
эффициент в сравнении с индексом КДЦ, коэффициент корреляции 0,5.

На следующих двух рисунках 12-13 представлены первая и вторая моды ЕОФ раз-
ложения полей УФ облученности в Антарктике для ноября месяца.

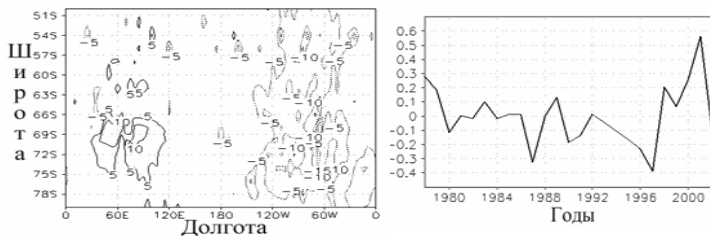
Первая ЕОФ описывает около 57% изменчивости УФ облученности в регионе. Здесь мы видим обратную картину, нежели для озона. В последние десятилетия проис-
ходит наоборот рост значений УФ облученности (рис. 12, б), что подтверждается дан-
ными многочисленных наблюдений[7]. Однако, снова, как и для озона, на фоне общей
положительной тенденции, выделяются 1988, 1991, 1997, 2000 и 2002 годы, когда
наблюдается уменьшение уровня приземной УФ облученности. Пространственная
структура ЕОФ вектора УФ облученности неоднородна (рис. 12, а), что вероятно обу-
словлено орографическими факторами. Области максимальных аномалий располагаются
в широтной зоне 65-80 ю.ш. Южнее 65⁰ ю.ш. изменений в уровне приземной УФ об-
лученности не наблюдается.



12, а

12, б

Рисунок 12. Первая ЕОФ моды аномалий среднемесячных значений УФ эритемной
облученности в Антарктической области в ноябре. Первая мода описывает порядка
57% изменчивости УФ облученности в регионе. На рисунке а) представлено простран-
ственное (долгота x широта) распределение ЕОФ-1 в величинах аномалий УФ облу-
ченности (Дж/м²), а на рисунке б) соответствующий временной коэффициент.



13, а

13, б.

Рисунок 13. То же что и на рис.12 только для второй ЕОФ моды аномалий УФ облу-
ченности (описывает 9% изменчивости). На рисунке а) представлено простран-
ственное (широта x высота) распределение ЕОФ-3 в величинах аномалий УФ облученности
(Дж/м²), а на рисунке б) соответствующий временной коэффициент.

Вторая мода УФ облученности описывает порядка 9% изменчивости УФ облученности. Пространственный вектор второй ЕОФ моды УФ облученности имеет дипольную структуру (рис. 13, а), противоположную по знаку, наблюдаемой во втором ЕОФ векторе ОСО (рис. 11, а). Временной ход коэффициент второй ЕОФ моды УФ облученности (рис. 13, б) противоположен временному ходу соответствующего коэффициента для ОСО (коэффициент корреляции равен -0.7).

ВЫВОДЫ

Проведенный анализ сезонных вариаций ОСО и УФ облученности в средних широтах Северного полушария показал, что главным фактором, определяющим режим сезонных вариаций УФ радиации, является величина солнечной инсоляции, кроме того, большие вариации УФ радиации связаны с орографическими особенностями местности. Режимом же сезонных изменений ОСО управляют преимущественно динамические факторы, хотя вклад солнечной инсоляции составляет порядка 11-15%. Обнаружены долготные структуры в пространственном распределении сезонных вариаций озона, связанные с орографическими особенностями Северного полушария.

Впервые была получена адаптированная трехмерная база среднемесячных значений концентрации озона (в нбар), созданная на основе спутниковых измерений SBUV, на регулярной сетке с разрешением 2гр. по широте и 40гр. по долготе для 15 высотных уровней за 25-ти летний период.

Проведенный ЕОФ анализ трехмерных полей озона в тропиках на основе созданной базы данных показал, что порядка 75-80% низкочастотной изменчивости озона в тропиках определяется солнечной 11-ти летней активностью и процессами глобальной атмосферной циркуляции, такими как КДЦ и колебания с периодом 20,4 месяца, представляющих собой интерференционное воздействие годового и КДЦ циклов.

Обнаружены и детально исследованы пространственные, временные и фазовые соотношения трехмерных полей изменчивости озона с некоторыми гео- и гелиофизическими факторами. В работе приведены количественные оценки вариаций озона, связанных с динамическими и гелиофизическими явлениями.

Проведено детальное исследование вертикальной структуры КДЦ колебаний озона в сравнении с вертикальной структурой зонального ветра на экваторе. Взаимно корреляционный анализ профилей озона и зонального ветра обнаружил линейную зависимость временного сдвига между вариациями озона и зонального ветра от высоты. Так на уровне 32 км колебания озона отстают от колебаний зонального ветра на 6-7 месяцев, на высоте 26 км временного сдвига не наблюдается, а на 20 км вариации озона опережают ветер на 4 месяца.

Анализ полей среднемесячных значений ОСО и УФ эритемной облученности в Антарктике для ноября за 25-ти летний период обнаружил тесную связь вариаций исследуемых величин с характерными для этого периода динамическими процессами (циркумполярный вихрь). В области Антарктики в ноябре наблюдается более тесная связь между изменчивостью озона и изменениями УФ эритемной облученности, чем для средних широт Северного полушария, что обусловлено, вероятно, меньшей изменчивостью в этот сезон других факторов влияющих на режим УФ радиации в регионе.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 06-05-64427а.

Литература

1. Кузнецов Г.И., Хргиан А.Х., Общие черты распределения озона в атмосфере от МГТ до МГСС, Метеорология и гидрология, 1968, №3, стр. 24-38.
178. Крамарова Н.А., Кузнецов Г.И.: Исследование связи долговременных вариаций общего содержания озона и УФ-облученности с общей циркуляцией в тропической области, Вестник Московского Университета, серия «Физика и Астрономия», № 3, 2006, стр. 71-77.
179. Fioletov V.E., Bodeker G.E., Kerr J.B., Miller A.J., McPeters R.D., Stolarski R., The global ozone and zonal total ozone variations estimated from ground-based and satellite measurements 1964-2000; J. Geophys. Res., 2002, N 107doi:10.1029/2001JD001350, p. 4647.
180. Vojtkov R.D., Fioletov V.E., Estimating the global ozone characteristics during the last 30 years, J. Geophys. Res., 100, 16537-16552, 1995.
181. Nash E.R., Newman P.A., Rosenfield J.E., Schoeberl M.R., An objective determination of the polar vortex using Ertel's potential vorticity, J. Geoph. Res, 101, 9471-9478, 1996.
182. Newman P.A., Gleason J.F., McPeters R.D., Stolarski R.S., Anomalously low ozone over the Antarctic, Geophys. Res. Letter, 24, 2689-2692, 1997.
183. "Scientific Assessment of Ozone Depletion: 2002", WMO, Global ozone Research and Monitoring Project, report N 47.
184. Zhou S.T., Gelman M.E., Miller A.J., McCormack J.P., An inter-hemisphere comparison of the persistence stratospheric polar vortex, Geoph. Res. Letter, 27, 1123-1126, 2000.
185. Waugh D.W., Randel W.J., Pawson S., Newman P.A., Nash E.R., Persistence of the lower stratospheric polar vortices, J. Geophys. Res., 104, 27191-27201, 1999.
186. Погосян Х.П. Сезонные и внутрисезонные изменения температуры, геопотенциала и атмосферной циркуляции в стратосфере. М., «Наука», 1965.
187. Дианский Н.А., Временные связи и пространственные формы совместных мод аномалий высоты изобарической поверхности 500мб и температуры поверхности океана зимой в Северной Атлантике// Известия РАН, Физика атмосферы и океана, 1998, т. 34, № 2, стр. 197—213.
188. Baldwin M.P., Gray L.J., Dunkerton T.J. at all ,The quasi-biennial oscillation, Rev. of Geophys., 2001, v. 39, N 2. P. 179-229.
189. Yang H. Tung K. On the phase propagation of extratropical ozone quasi-biennial oscillation in observational data// J. Geophys. Res. 1995. v. 100, N D5. P. 9091-9100.
190. Nishii K., Nakamura H. Tropospheric Influence on the diminished Antarctic ozone hole in September 2002// Geophys. Res. Let. 2004. 31. L16103. (doi:10.1029/2004 GLO 19532, 2004).
191. Еланский Н.Ф., Кожевников В.Н., Кузнецов Г.И., Волков Б.И.: О влиянии орграфических возмущений на перераспределение озона на примере обтекания Антарктического полуострова, Известия РАН, Физика атмосферы и океана, 2003, т. 39, № 1, стр. 105-120.
192. Зумана Бамба, Нгуен-Ван Тханг, Кузнецов Г.И., О режиме квазидвухлетней цикличности в содержании атмосферного озона, МГУ физический факультет депонент ВИНТИ, 18.12.1987, № 1589-B88, стр. 1-22.

СЕМИОТИКА "ЭХО" В ЭКОЛОГИИ.

Кузьмин Р.Н.

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

Популярность экологии велика потому, что человечество серьезно встревожено проблемами непредсказуемого изменения климата. Жизнь людей на Земле в опасности! - так говорят политики и пресса. Последнее слово остается за наукой. Пятое издание учебника "Экология" [1], написанного коллективом авторов трех университетов является прекрасным введением в предмет для широкого круга читателей. Становление экологии, как и других наук (геологии, биологии) по мнению авторов учебника "было долгим, сложным и пока не завершено". "При этом каждая, с одной стороны, опирается на точные факты и знания, а с другой стороны, их теоретическая база до сих пор основана на гипотезах и интуитивных догадках". Это не удивительно. Экология стала широким понятием, почти адекватным жизни. Даже обывателю ясно, что очевидное изменение климата ставит много неприятных вопросов перед мировым сообществом. Древнейшее слово - экология за последнее время стало модным и звучит не только в научном мире. Налево и направо его употребляют наши "истинные" экологи - политики, используя демократическое свойство русского языка. Перечислим позднейшие творения: экология человека, экологический риск, вред, экологическая экспертиза, стандартизация, сертификация, информация, экологический контроль, мониторинг, экологическое право, воспитание, образование, культура. Раз есть физическая экология, могут быть и химическая, географическая, медицинская, биологическая промышленная и так далее до бесконечности. Конкуренцию слову - экология может составить только нанотехнология. Первое определение экологии дал Э.Геккель в своем труде "Всеобщая морфология"(1866) и ввел термин "экология" на основе греческих слов *oikos*-дом, родина и *logos*-учение. Приемлемое определение: "Экология, наука о взаимных влияниях организма (животного или растения) и окружающей среды" дано в [2]. Методологически главным является вопрос об общем подходе к изучению экологии. Физическая экология нам предоставляет такую возможность и, как может показаться странным, полезные сведения содержит семиотика. Не отрицая Э.Геккеля, воспользуемся другим греческим словом. Это слово-эхо (по-гречески $\eta\chi\omega$). Оно пришло к нам из мифологии, но более подходит по физическому смыслу, чем геккелевское. Эхо - это отклик на воздействие. В физике есть и другие понятия, например, магнитная восприимчивость среды, как отклик [3].

Возможно, предстоит, на основе исследований восприимчивости и эхо, создать более определенную картину отклика среды на воздействие. Испанское *eco* = эхо, а *eco-logia* = экология, в английском языке *echo* = эхо, а *eco-logu* = экология. В русском языке эхо, и экология, что эквивалентно латыни *ecologia*. Нигде нет начала с *oikos-logia*, чтобы из него получилось близкое на современных языках слово экология. Зато, эхо везде неотторжимо. Из современных взглядов на экологию, как науку, следует, что она связана с воздействием на среду и получением отклика, отзвука. Вполне распространённое и емкое название. Посмотрим теперь на пригодность эхо для теоретических построений. Существуют только два языка понятные многим и не требующие перевода. Это язык музыки, передаваемый нотной грамо-

той, и язык математики - формульный. И если первый, природный язык - гармоничный, построенный на гармонических колебаниях растений, струн, язык резонансов и вибраций (содержит семь нот и паузы - для строительства гармонии и дискретности), то математический язык еще более широкий, позволяет отражать природу и в гармонии и в дискретности. Дуализм и множественность понятий, в том числе иносказательность, отвечают не только национальным языкам. Приведем пример инверсии понятий: уroda - польский язык, антипод этому слову в русском - красавица, buenas noches - в испанском спокойной ночи, а не буйной, как звучит на русском языке. Это при одном и том же звуковом произношении. Обычная многозначность слов заставляет понимать их смысл, исходя из контекста предложения, а часто из целой речи. Ярким примером являются бои физиков - теоретиков начальных сороковых годов XX века вокруг описания взаимодействий излучений с веществом (частица-волна). До нас дошло только эхо тех дней, эхо горячих споров. Значит ли это, что эхо главное понятие в экологии. Что аукнется, то и откликнется! Не постучишься, не откроют. - Народ давно заметил: воздействие - отклик. Дискретность сред трудно воспринимается. Многие знают, что слово атом - неделимый пришло из греческого языка (а - не, нет, tomos-разделить на части). Теперь установлено, что ядро атома делится, но в обиходе слово - атом часто употребляется, как одна из мельчайших частичек вещества. Действительно, все химические соединения сооружены из атомов и обладают присущими им физико-химическими свойствами. Предполагается, что при больших энергиях ускоренных частиц, можно так перетрясти нуклоны в ядре атома, что удастся заглянуть глубже в строение вещества. Древние греки могли не резать яблоко на минимальные кусочки, а просто сжать его под прессом, когда делали вино. Наверное, это их убедило в неразрывности среды, которую они и стали называть эфиром. При испарении появлялся приятный запах сока или вина. То есть они понимали, что атомы могут пахнуть. Не отсюда ли современные ароматические кварки? Думаю, что доля шуток полезна в серьезных работах (помянем хотя бы происхождение имени - кварк, аналога партона Д.Д.Иваненко, неотъемлемую часть нуклона). В дискретности пространства возникает неизбежная проблема, а, на сколько можно разделить целое? Где тот предел, за которым предела больше нет? Далеко до разрешения проблемы: нейтрино, гравитона, фотона, неясна структура электрона. И прав был философ Ленин (Ульянов В.И.), когда он писал о неисчерпаемости электрона.

Бесконечно большое определить также трудно. Когда частиц очень много, то приближение к сплошной среде закономерно и оправдано. Властвуют динамика сплошных сред, термодинамика и статистическая физика. Везде и всегда существуют приближенные модели. Математика позволяет выбрать главные черты явления, а отнюдь не все. В конечном итоге все разрешают эксперименты (опыты с динамитом породили Нобелевскую премию!). Додумались ученые до атомной бомбы, и это явилось прямым подтверждением правоты развития знаний, теоретических моделей строения вещества, пространства и времени. Воздействие атомной бомбы и спящего ядерного реактора в Чернобыле на окружающую среду породило протесты общества и недоверие к атомным технологиям. Загрязнение окружающей человека среды промышленными отходами и газами вовлекло не только общественность, но и правительства к действиям. Угроза потепления климата земли поставила новые глобальные, экологические проблемы. В последнее время большое внимание уделяется мониторингу магнитного поля Земли. Журнал "Экология

и жизнь" в 2007 году опубликовал статьи В.И.Трухина и Н.С.Безаевой [4] и Е.П.Велихова [5], которые имеют непосредственное отношение к современным экологическим проблемам Земли.

Жизнь на Земле представляет собой сложный термодинамический процесс. Этот процесс связан со вторым законом термодинамики, законом энтропии (от греч. en - в, внутрь, trope - поворот, превращение, а в русском языке можно связать и с тропой!). Не углубляясь в семиотику и физику энтропии, перейдем к энтальпии. Это тоже греческое слово (enthalpeya) с глубоким физическим смыслом, но очень любимое химиками. В любом процессе соблюдается закон сохранения энергии и ему отвечает равенство:

$$Q = \Delta U + A \quad (1)$$

которое означает, что если к системе (веществу или совокупности веществ) подводится теплота Q , то в общем случае она расходуется на изменение ее внутренней энергии ΔU и на совершение работы. Энтальпия связана с внутренней энергией U системы соотношением

$$H = U + pV \quad (2)$$

где H -энтальпия, p -давление, V -объем. Для изобарного процесса $Q_p = \Delta H = \Sigma H_{\text{кон}} - \Sigma H_{\text{исх}}$ и для изохорного процесса $Q_v = \Delta U = \Sigma U_{\text{кон}} - \Sigma U_{\text{исх}}$. В природе химические процессы протекают или экзотермически (от греч. exo - вне, снаружи) или эндотермически (от греч. endon-внутри), что соответствует выделению или поглощению теплоты. Положительным тепловым эффектом считают эндотермический процесс. Обычно значения тепловых эффектов представляются в виде энтальпийных диаграмм для различных состояний вещества (газ, пар, жидкость, кристаллизация, растворение, диссоциация, химические реакции в сравнении с изолированными атомами или простыми веществами). Эти диаграммы аналогичны спектроскопическим диаграммам энергетических переходов в атоме или ядре. Если подумать, то они сродни энергетическим, химическим (изомерным) сдвигам энергетических уровней соединений в опытах по мессбауэровской спектроскопии. Измерение тепловых эффектов производится в калориметрах, с хорошей изоляцией, позволяющих измерять даже малые тепловые эффекты. Земля является открытой системой, по крайней мере, для внешней радиации. Магнитное поле Земли не столь надежно, чтобы защитить Землю от потока высокоэнергичных, заряженных части и фотонов высоких энергий. Происходит перенос излучения извне (например, от Солнца). Обычно рассматривается поток фотонов, энергия которых связана с частотой соотношением $\varepsilon = h\nu$. При поглощении фотона его энергия целиком передается одному электрону. Закон сохранения энергии в элементарном акте поглощения фотона описывается уравнением Эйнштейна о работе (A) выхода электрона:

$$h\nu = 1/2 mv^2 + A \quad (3).$$

Можно считать, что уравнение (3) описывает реакцию взаимодействия излучения с веществом, в результате которой отклик наблюдается в виде выхода электрона из облучаемого вещества. ($A = e\phi_0$, ϕ_0 -потенциал выхода, $W_k = 1/2 mv^2$ -кинетическая энергия электрона). Фотоэффект, как принято считать, есть наиболее прямое доказательство квантовой природы излучения. С другой стороны в полуклассической теории взаимодействия излучения с веществом, вещество рассматривается квантово - механически, а излучение, как классическое электромагнитное поле (проявление дуализма). Переход к макроскопической системе, состо-

ящей из атомов (или ионов) автоматически учтен в уравнении (2). Процессы в виде внешнего фотоэффекта хорошо наблюдаемы по изменению фототока. Конечно, это не вспышка, которая иногда возникает в результате химической реакции, что и фиксируется визуально. Для исследователя желательнее в наблюдении увидеть результат в виде изменения объема, длины, появления тепла (калориметрические измерения) или вспышки света. Ступенчатый перенос излучений и энергии [6] можно представить в виде возбуждения квантовой системы с созданием возбужденного состояния внешним физически воздействием. Такая система при накоплении частиц на верхнем энергетическом уровне становится излучательной системой. Распад этого состояния может быть спонтанным или когерентным, индуцированным (лазер в случае фотонов). Это излучение необходимо зарегистрировать детектором, в котором происходит возбуждение других квантовых процессов. Получается, что процесс переноса воздействия излучения на детектор и его переработка происходят в "черном" ящике. Вместо прямого эксперимента приходится довольствоваться косвенными измерениями. Очевидных опытов мало. Исключительно красивые опыты прямого наблюдения светового отклика при кавитационном воздействии на жидкость высоким давлением осуществлены А.И.Колдомасовым, А.А.Корниловой и другими [7]. Обычно подобные работы относятся к звукохимическим реакциям, в которых преобладает сонолюминисценция. В связи с особой конструкцией капилляра в [8] возможно появление коллективных сверхпроцессов, вплоть до реализации лазера с мягким, рентгеновским, излучением. Вывод можно сделать по приведенным примерам, тематика физических применений эхо безгранична.

Для ознакомления с физическим явлением «эхо» стоит прочитать научно - популярную мини - монографию [7], написанную Уно Хермановичем Копвиллем, замечательным физиком-теоретиком.

Литература

1. Н.И.Николайкин, Н.Е.Николайкина, О.П.Мелихова. Экология. 5-е изд. Дрофа, Москва, 2006. - 622, С.
193. Энциклопедический словарь. Гл. редактор Б.А.Введенский, ГНИ Большая советская энциклопедия, Москва, 1955 г. 667.С.
194. Р.Уайт. Квантовая теория магнетизма. Пер. с англ. 2-е изд., испр. и доп. - М.: "Мир", 1985.- 304.С.
195. В.И.Трухин, Н.С.Безаева. Геомагнитное поле и эволюция Земли. Экология и жизнь. №1. с.38-43.2007.
196. Е.П.Велихов. Изменения магнитного поля Земли: возможные причины и следствия. Экология и жизнь. №4. с.40-45.2007.
197. Р.Н.Кузьмин. Ступенчатый перенос излучений. Научная конференция Ломоносовские чтения, тезисы докладов. С.50.2007.
198. В.И.Высоцкий, А.А.Корнилова. Ядерный синтез при низкой энергии - миф или реальность? обзор результатов 12-ой международной конференции по низкотемпературному ядерному синтезу. Научно - популярный межотраслевой журнал ИНТЕГРАЛ, №2, с.42-44, 2006.
199. У.Х.Копвиллем. Эхо в физике. Новое в жизни, науке и технике. Серия Физика № 8, Изд. Знание. Москва, 1981.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ ЗАДАЧ ЭКОЛОГИИ

Кузьмин Р.Н., Савенкова Н.П.

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

Проблема возникновения очагов заражения токсичными и взрывоопасными веществами, такими как нефть, аммиак, хлор и многими другими, в последнее время становится все более актуальной. Причиной этого являются технические аварии на промышленных объектах повышенной опасности, деятельность которых напрямую связана с хранением, транспортировкой и переработкой опасных веществ. Немалую роль в том играют множество причин, из которых можно выделить следующие: повреждение нефте- и газо- путепроводов в результате транспортных или иных аварий, случайное повреждение или разрушение емкостей с

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial \rho u^2}{\partial x} + \frac{\partial \rho u v}{\partial y} + \frac{\partial \rho u w}{\partial z} + \frac{\partial p}{\partial x} = F_u \\ \frac{\partial \rho v}{\partial t} + \frac{\partial \rho u v}{\partial x} + \frac{\partial \rho v^2}{\partial y} + \frac{\partial \rho v w}{\partial z} + \frac{\partial p}{\partial y} = F_v \\ \frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0 \\ \frac{\partial \rho c}{\partial t} + \frac{\partial \rho c u}{\partial x} + \frac{\partial \rho c v}{\partial y} + \frac{\partial \rho c w}{\partial z} = F_c \\ p = \rho R T \left(\frac{c}{\mu_c} + \frac{1-c}{\mu_0} \right), \end{array} \right.$$

отравляющими и опасными веществами, вызванное их небрежным хранением, и другие.

В основе математической модели находится трёхмерная система уравнений для осреднённых по времени параметров течения [1]:

где

c - относительная массовая концентрация вещества облака ($0 \leq c \leq 1$);

$h = c_p T$ - энтальпия газа;

F_u, F_v, F_w, F_c, F_h - диффузионные члены, например,

$$F_u = \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho v \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho v \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho v \frac{\partial u}{\partial z} \right)$$

где ν - турбулентная вязкость газа.

$$c = c_0 e^{-\delta t},$$

где

c - массовая концентрация вещества облака (газа),

F_c - член, описывающий диффузионный массоперенос, μ_c - молеку-

лярный вес газа, μ_0 - молекулярный вес воздуха.

В данном случае высота облака H меняется в пространстве и во времени : $H = H(x, y, z, t)$.

Специфика задачи о растекании облака тяжелого газа в условиях интенсивного перемешивания вещества облака, обусловленного неровностями подстилающей поверхности и наличием препятствий, состоит в том, что значения характеристик слабо меняются в вертикальном направлении.

Поэтому мы можем проинтегрировать исходные трёхмерные уравнения газовой динамики по высоте и получить двумерную систему уравнений для определения изменения средних по высоте характеристик потока в горизонтальном направлении.

Если на практике для конкретного газа или жидкости и конкретной подстилающей поверхности это условие не выполнено, то в любом таком течении можно выделить слои, где это предположение выполнено, а далее для каждого конкретного слоя провести приведенные ниже рассуждения и построить общую модель течения из послойных моделей, "сшитых" с помощью граничных условий. В окрестности нижней границы течения у поверхности земли скорости резко замедляются

и на нижней границе выполнены условия $u = v = w = 0$ при $z = z_0$, $u_x = u_y = u_z = v_x = v_y = v_z = w_x = w_y = w_z = 0$ при любых (x, y, t) .

Нас будут интересовать осредненные по высоте облака параметры течения вида

$$\bar{\rho}(x, y, t) = \frac{1}{\delta(x, y, t)} \int_{z_0(x, y)}^{H(x, y, t)} \rho(x, y, z, t) dz,$$

где $\delta(x, y, t) = H(x, y, t) - z_0(x, y)$ - толщина облака газа или жидкости. Аналогично определяются $\bar{c}(x, y, t)$, $\bar{h}(x, y, t)$.

По величине этих параметров можно судить, например, о достижении предельно допустимых концентраций ядовитых веществ в облаке или о достижении пределов воспламенения.

Проинтегрируем уравнения системы по высоте от нижней границы $z_0(x, y)$ до верхней границы $H(x, y, t)$ и получим двумерную систему уравнений для определения изменения в горизонтальном направлении средних по высоте характеристик

течения. При этом толщину $\delta(x, y, t)$ будем также рассматривать как одну из иско-
мых функций двумерной модели.

Итак, имеется двумерная система уравнений, описывающая распространение
облака тяжелого газа над орографически неоднородной подстилающей поверхно-
стью.

где

$$\frac{\partial \bar{\rho} u \delta}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} u^2 \delta}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\rho} u v \delta}{\partial y} = -\frac{g}{2} \frac{\partial (\bar{\rho} - \rho_0) \delta^2}{\partial x} - g(\bar{\rho} - \rho_0) \delta \frac{\partial z_0}{\partial x} + \bar{F}_{Du} + \bar{F}_{u z_0} + \bar{F}_{uH},$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} v \delta}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} u v \delta}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\rho} v^2 \delta}{\partial y} = -\frac{g}{2} \frac{\partial (\bar{\rho} - \rho_0) \delta^2}{\partial y} - g(\bar{\rho} - \rho_0) \delta \frac{\partial z_0}{\partial y} + F_{Dv} + F_{v z_0} + F_{vH},$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} w \delta}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} u w \delta}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\rho} v w \delta}{\partial y} = F_{Dw} + F_{wH} + F_{w z_0} + w \Big|_{z \in S_0} \cdot Q,$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \delta}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} u \delta}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\rho} v \delta}{\partial y} = Q,$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} c \delta}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} u c \delta}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\rho} v c \delta}{\partial y} = F_{Dc} + F_{cH} + F_{c z_0} + c \Big|_{z \in S_0} \cdot Q,$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} h \delta}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} u h \delta}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\rho} v h \delta}{\partial y} = F_{Dh} + F_{hH} + F_{h z_0} + h \Big|_{z \in S_0} \cdot Q,$$

$$F_{Du} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\bar{\rho} v \delta \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\bar{\rho} v \delta \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right),$$

$$F_{\varphi H} \cong -\xi_{\varphi} \rho_0 |U| \varphi, z \delta \epsilon \varphi = (\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}, \bar{c}, \bar{h}),$$

$$F_{\psi z_0} \cong -\xi_{\psi} \bar{\rho} |U| \psi, z \delta \epsilon \psi = (\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}, \bar{h}),$$

являются осреднёнными диффузионными членами и силами трения на верх-
ней и нижней границах соответственно.

Аналогично определяются F_{Dc}, F_{Dh} .

Заметим, что для жидкости, когда нас не интересует образование
волн на поверхности, можно пренебречь влиянием силы сопротивления

воздуха и считать $F_{uH} = F_{vH} = F_{wH} = F_{cH} = 0$. При отсутствии тепло-

обмена с воздухом $F_{hH} = 0$, с подстилающей поверхностью - $F_{hz_0} = 0$, при отсутствии диффузии на поверхности $F_{cz_0} = 0$.

Уравнение состояния газа для средних по z величин считается заданным.

Модель позволяет максимально приблизить условия протекания физического процесса к реальным, т.е. учесть рельеф местности (он может быть задан в файле или просто математической формулой), метеорологические условия (ветер), трение о подстилающую поверхность и другие условия.

Член F_{uH} описывает действие силы сопротивления воздуха вдоль оси x на верхней границе облака и его можно аппроксимировать формулой:

$$F_{uH} \cong -\xi \rho_0 |U| \bar{u}$$

Член F_{wH} описывает действие вертикальной компоненты силы сопротивления воздуха (подъемную силу) в результате чего происходит процесс смешения (разбавления) облака окружающим воздухом и его можно аппроксимировать формулой:

$$F_{wH} \cong -\xi_w \rho_0 |U| \bar{w}$$

Член F_{wz_0} описывает изменение вертикальной скорости из-за теплообмена с подстилающей поверхностью и его можно аппроксимировать аналогичной формулой

$$F_{wz_0} \cong -\xi_w \bar{\rho} |U| \bar{w}$$

Член \bar{F}_{cH} описывает процесс разбавления облака окружающим воздухом в результате действия силы сопротивления воздуха на верхней границе.

Член \bar{F}_{hH} - процесс теплообмена на верхней границе. Если считать, что оттока вещества из-за диффузии на подстилающей поверхности нет, то $\bar{F}_{cz_0} = 0$.

Величина \bar{F}_{hz_0} описывает процесс теплообмена с подстилающей поверхностью.

Величина Q является массовой скоростью поступления вещества в источник.

Если считать, что при растекании облака тяжелого газа происходит его интенсивное перемешивание, обусловленное неровностями подстилающей поверхности

и наличием препятствий, то можно предположить, что значения характеристик течения слабо меняются в вертикальном направлении (отсутствует вертикальная скорость w).

Тогда вместо уравнения для компоненты w можно рассматривать уравнение

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g$$

Система уравнений решалась методом расщепления по физическим процессам (см. [2]). В качестве этапов решения выделялись подсистемы, учитывающие рельеф подстилающей поверхности, учитывающие процессы адвекции, трения, влияния источника и смешивания верхней границы облака с окружающей атмосферой, а также воздействие ветра или просачивание в почву.

На каждом из этапов использовался свой численный метод решения, а результат расчёта брался в качестве начального приближения для следующего этапа. Наибольший интерес представляет решение системы Навье-Стокса. Здесь преимущественно использовались явные разностные схемы, поскольку они допускают возможность распараллеливания процесса вычисления, что существенно повышает скорость расчёта ([4],[5],[6]).

Созданный пакет программ позволяет пользователю самому варьировать объем выброшенного вещества, изменять местоположение источника заражения и препятствия, ограждающего место аварии. Также имеется возможность учитывать направление и скорость ветра, выбирать различные виды тяжелых газов и жидкостей, использовать готовые формы поверхности или создавать свои в имеющемся редакторе.

Благодаря среде Windows программа предоставляет возможность вводить размеры сетки, ограниченные только количеством оперативной памяти у используемого компьютера, что позволяет улучшить точность вычислений. Реализована также возможность загрузки данных с другой ЭВМ.

Для удобства использования, если расчеты ведутся на сетке большого размера (например 500*500), можно записать весь процесс и затем просмотреть его практически в реальном времени.

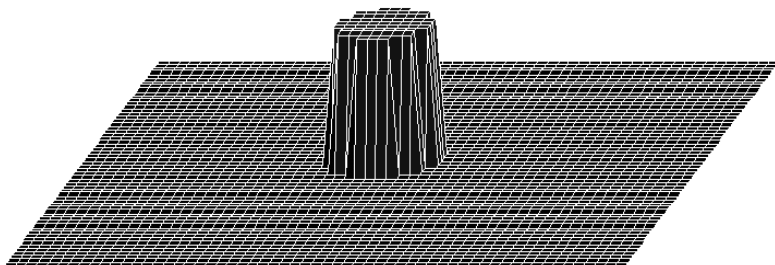
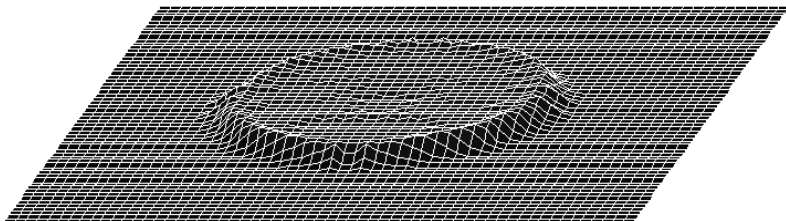
Ниже представлены результаты численного моделирования возможных аварий на промышленном производстве.

Рассмотрим моделирование процесса утечки газа, произошедшего вследствие разрушения емкости для его хранения. Задаётся исходный объем газа, местоположение самого источника (цистерна) и форма поверхности, на которой она находилась.

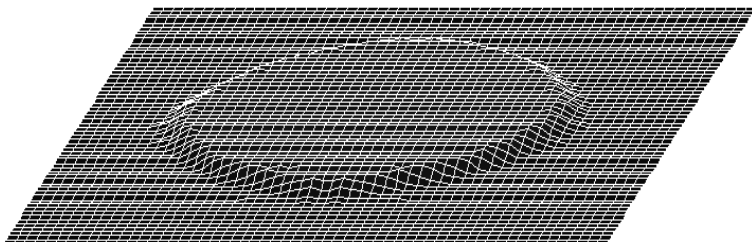
Исходные данные: газ-аммиак, объем-100 куб. м., влияние ветра не учитывается, диаметр основания цистерны-16.7 м.

Ниже на рисунках показаны результаты численного эксперимента в различные моменты времени:

Начало процесса (0 секунд):



Через одну минуту: диаметр зоны распространения-53.2 м



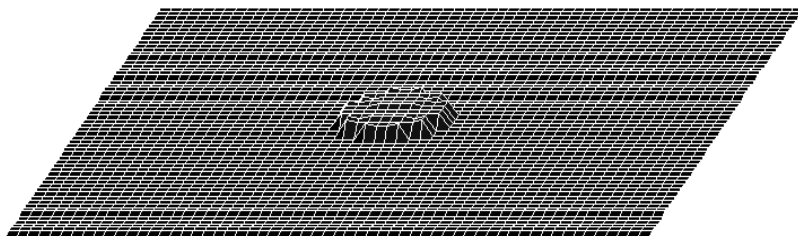
Через 10 минут: диаметр зоны распространения-63.8 м.

Че-

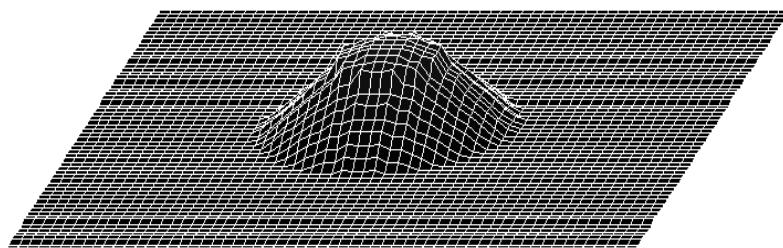
Проанализировав результаты вычислений, можно прийти к выводу, что при отсутствии ветра скорость растекания газового облака через одну минуту после начала распространения практически не отличается от ее значения через 10 минут, причем размеры зоны заражения в эти моменты времени также отличаются незначительно. Это говорит о том, что в этом случае последствия утечки не столь велики, какими они могли бы быть, и дальнейшее распространение газа может быть предотвращено путем создания ограждения вокруг возможного очага аварии.

Совсем иначе обстоят дела с жидкостью (в данном примере нефть). Рассмотрим случай разрыва нефтепровода, когда достаточно большое количество

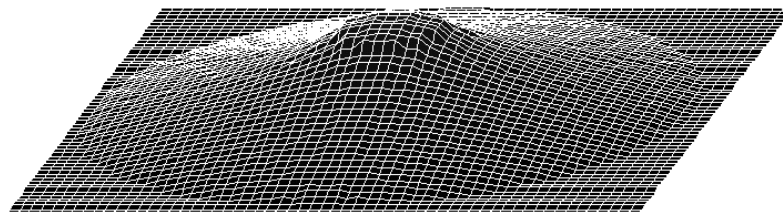
опасного вещества через поврежденную трубу под давлением вылилось на поверхность.



Через 5 секунд: диаметр зоны распространения-16.7 м.



Через 1 минуту: диаметр зоны распространения-38 м.



Через 5 минут: диаметр зоны распространения-85.1 м.

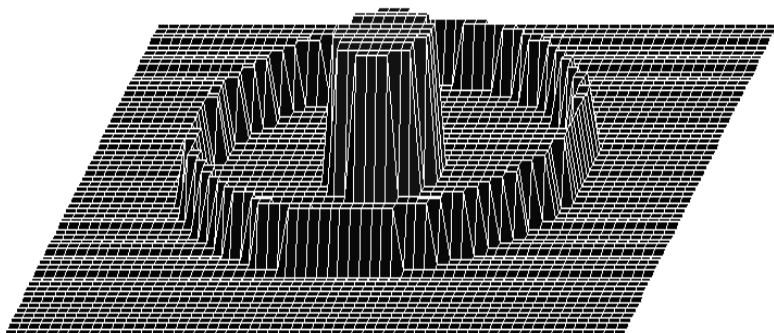
Из увиденного можно сделать вывод, что повреждение трубопровода, используемого для перекачки нефти или иной горючей жидкости, чревато крайне серьезными последствиями, избежать которых или хотя бы ограничить размеры зоны заражения отнюдь не просто, т.к. жидкость поступает под давлением и для устранения её утечки необходимо перекрывать поврежденный трубопровод. Еще

одной причиной разливания жидкости (в отличие от газа) по большой площади поверхности является ее намного более высокая плотность, поэтому уровень нефти от центра пятна к его краям резко падает, и оно быстро растекается, занимая все новую и новую территорию.

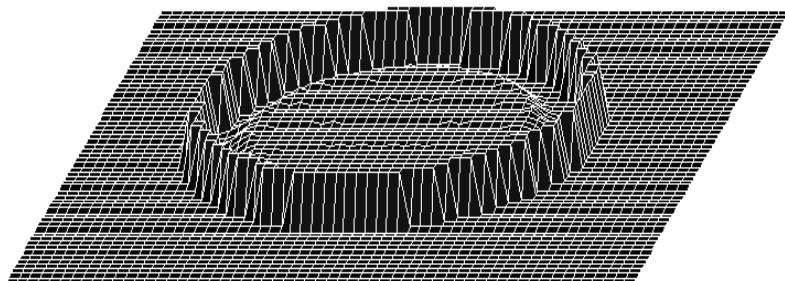
Однако, нельзя пренебрегать и такими условиями как, например, влияние ветра. Вот пример.

Рассмотрим иной, реально произошедший случай: цистерна объемом 100 куб.м. с содержащимся в ней тяжелым хлором была ограждена кольцом диаметром около 60 метров и высотой около 0.5 м. В результате аварии емкость разрушилась, и все ее содержимое стало распространяться внутри зоны ограждения. Посмотрим, что произошло бы, если бы не было ветра.

Начало процесса:

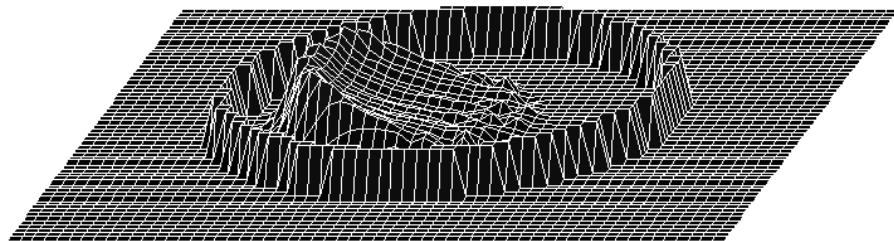


Через 2 минуты:

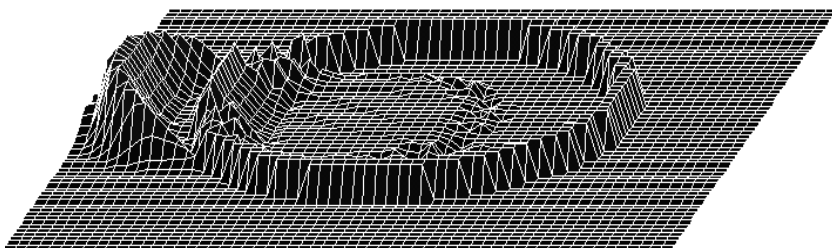
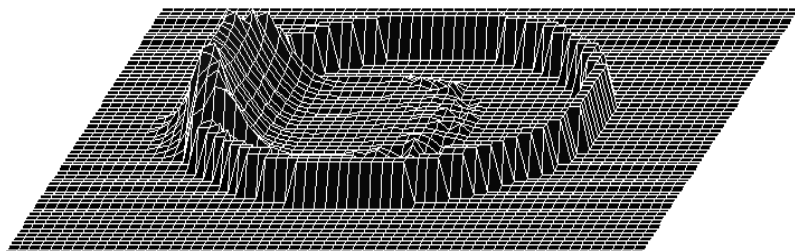


Видно, что весь газ распространился почти по всей территории, и стена сдерживает его дальнейшее растекание. Далее практически ничего не меняется. Но стоит только учесть ветер (скоростью 10 м/с), как сложится совсем иная картина.

Через 1 минуту:



Через 1.5 минуты:



Через 2 минуты:

Т.о. наличие воздушных потоков на месте аварии коренным образом меняет ситуацию, поведение газовой массы говорит о том, что ее теперь много труднее удержать ограждением. Вырвавшись “на волю”, газ продолжает распространяться и дальше, причем для волны характерен широкий фронт растекания и большая скорость. И, наконец, даже ограждение может порой оказаться способно остано-

вить и локализовать лишь часть вытекшего вещества. Причем, конкретно для каждого газа необходимые размеры ограждения свои, и последствия аварии сильно зависят от метеорологических условий.

Рассмотрим теперь результаты математического моделирования растекания жидкости по неровной поверхности. Предположим, что изначально жидкость находится в резервуаре цилиндрической формы, стоящем на поверхности (z_0 – рельеф поверхности), а затем, после мгновенного раскрытия стенок резервуара, жидкость начинает растекаться по поверхности под действием гравитационных сил.

Источник импульсный, действует только в начальный момент времени.

Начальные условия вне источника:

$$u_0|_{t=0} = 0, v_0|_{t=0} = 0, \delta_0|_{t=0} = d_0.$$

Начальные условия на источнике:

$$u_s|_{t=0} = 0, v_s|_{t=0} = 0, \delta_s|_{t=0} = d_1.$$

Площадь источника равна площади основания цилиндрического резервуара.

Из численных экспериментов было установлено, что большое влияние на толщину жидкости оказывает коэффициент турбулентной вязкости ν , которая давалась формулой, вытекающей из известной модели Колмогорова :

$$\nu = const|U|\delta$$

Расчеты проводились для 4-х основных случаев:

1. Растекание жидкости по ровной поверхности ($z_0 = 0$).

2. Растекание жидкости по наклонной поверхности ($z_0 = \alpha x$, α – коэффициент наклона плоскости). Было рассмотрено несколько вариантов в зависимости от наклона плоскости $\alpha = (\alpha_1, \alpha_2)$:

а) $\alpha_1 = 0.001-1$, $\alpha_2 = 0$ (рис.4.2, $\alpha_1 = 0.1$)

б) $\alpha_1 = \alpha_2 = 0.001-0.1$.

3. Обтекание жидкостью препятствия. В качестве препятствия бралась пирамидка с основанием "крест" (пять точек). Высота пирамидки варьировалась от 1/4 высоты δ на источнике до высоты источника.

4. Натекание жидкости в углубление.

Динамику расположения жидкости по ровной поверхности можно видеть ниже на рисунках, которые наглядно демонстрируют, что предложенная двумерная модель достаточно точно воспроизводит качественные особенности явления.

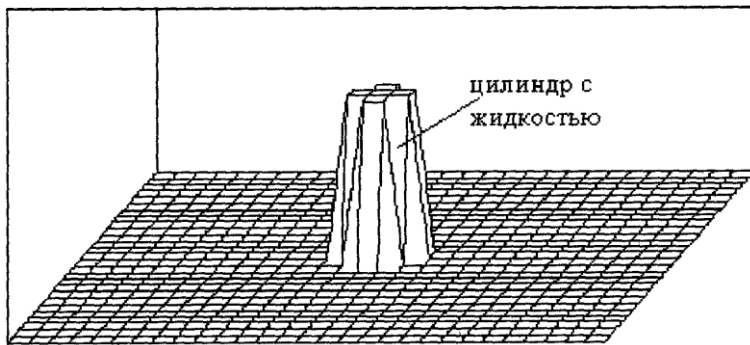
Растекание жидкости по ровной поверхности.

а) $U/\max = 0.003$ м/с $D_{\max} = 2.000$ м $t = 0.001$ с

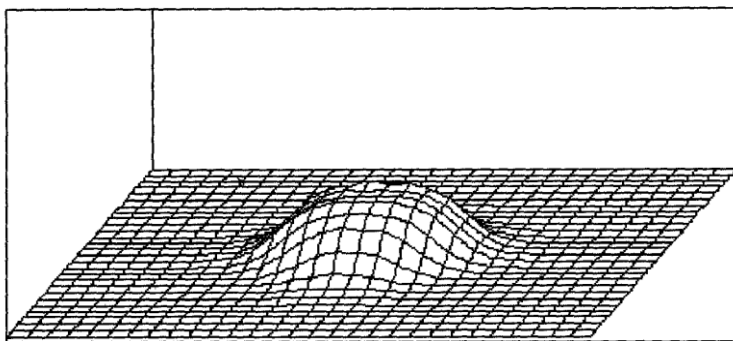
б) $U/\max = 0.241$ м/с $D_{\max} = 0.417$ м

$t = 1.716$ с

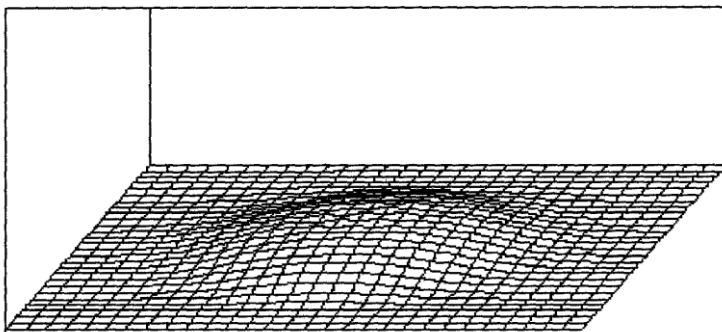
в) $U/\max = 0.111$ м/с $D_{\max} = 0.202$ м $t = 4.837$ с



а)



б)



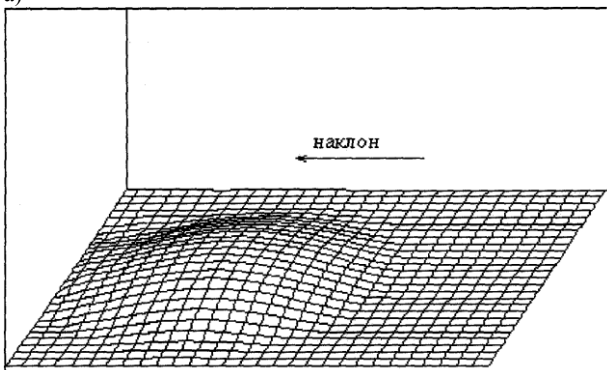
в)

Растекание жидкости по наклонной поверхности. Коэффициент наклона $\alpha = 0.1$.

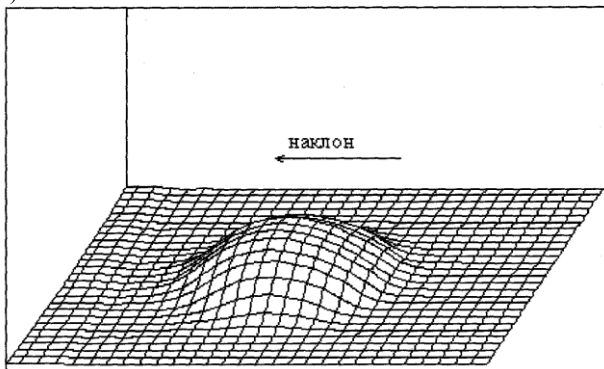
а) $U/\max = 0.127$ м/с $D_{\max} = 0.340M$ $t = 3.121$

б) $U/\max = 0.037$ м/с $D_{\max} = 0.216$ м $t = 6.553$ с

а)



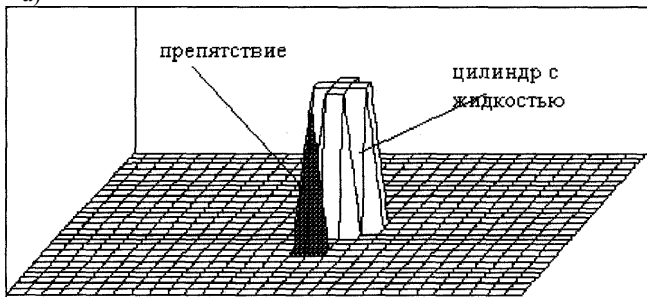
б)

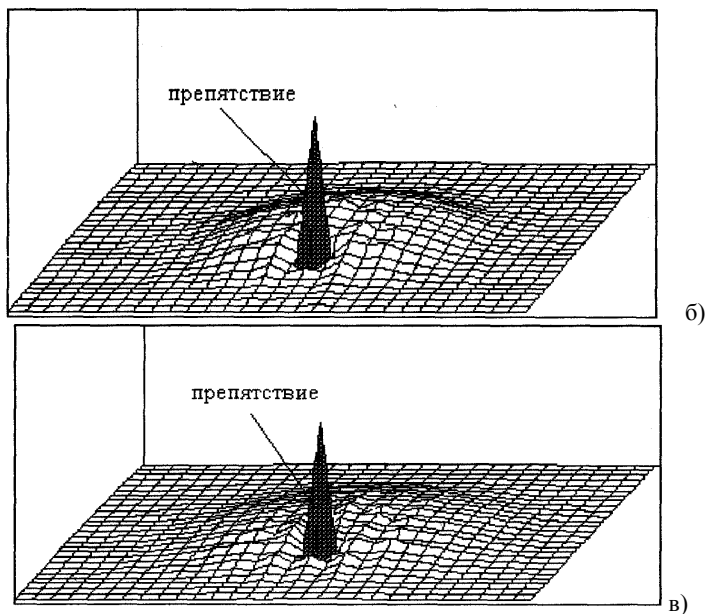


Растекание жидкости по поверхности с препятствием ($\alpha=0$).

- а) $U/\max = 0.003 \text{ м/с}$ $D_{\max} = 2.000 \text{ м}$ $t = 0.001$
 б) $U/\max = 0.327 \text{ м/с}$ $D_{\max} = 0.453 \text{ м}$ $t = 4.681 \text{ с}$
 в) $U/\max = 0.299 \text{ м/с}$ $D_{\max} = 0.416 \text{ м}$ $t = 7.020 \text{ с}$

а)



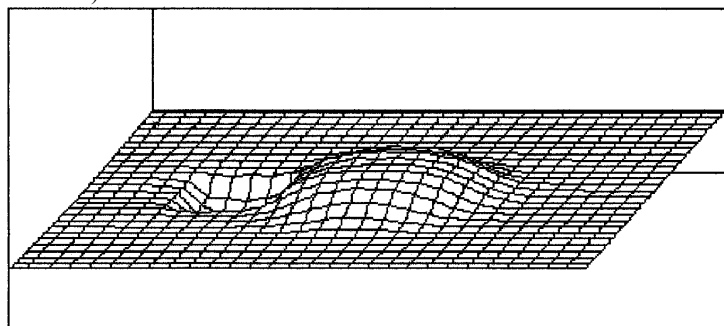


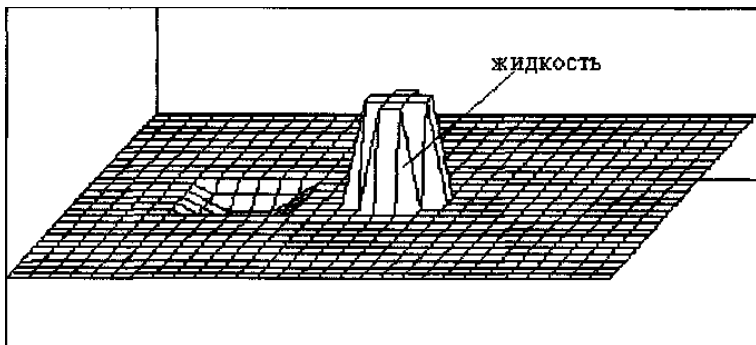
Как можно видеть из рисунка, жидкость за препятствием сомкнулась, что говорит в пользу используемой численной модели. Подобные расчеты проводились ИАЭ им. Курчатова [1], однако, при расчетах использовалась упрощенная численная модель и жидкость за препятствием не смыкалась. Также в качестве неровной поверхности рассматривалась поверхность с углублением. Постепенно расплываясь, жидкость заполняет углубление.

Растекание жидкости по поверхности с углублением.

а) $|U_{\max}| = 0.003 \text{ м/с}$ $D_{\max} = 2.000\text{м}$ $t = 0.001 \text{ с}$

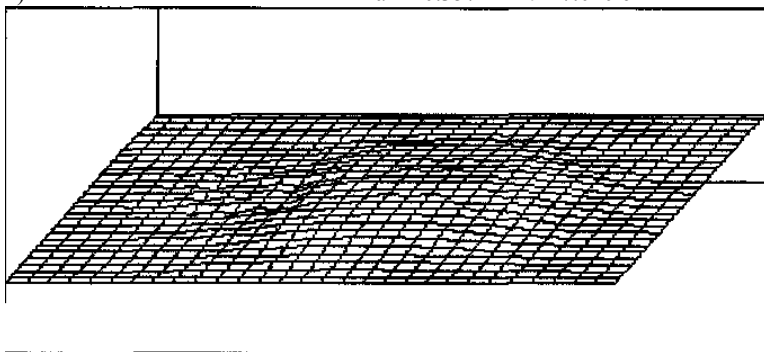
б) $|U_{\max}| = 0.242 \text{ м/с}$ $D_{\max} = 0.376\text{м}$ $t = 2.028 \text{ с}$





$$B) |U_{\max}| = 0.115 \text{ м/с}$$

$$D_{\max} = 0.357 \text{ м} \quad t = 7.020 \text{ с}$$

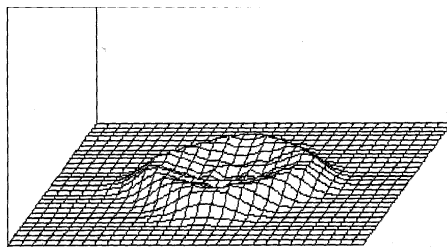


Аналогичная модель рассматривалась для тяжёлого газа (аммиака): изначально газ находится в цилиндре, стоящем на поверхности (z_0 – рельеф поверхности), а затем, после мгновенного раскрытия стенок цилиндра, газ начинает расплзаться по поверхности под действием гравитационных сил.

Расчёты проводились для различных вариантов подстилающей поверхности: ровная поверхность, наклонная поверхность и поверхность с препятствием. Здесь наблюдается некоторое отличие от жидкости. Если жидкость расплзалась ровным блином (так как тяжёлая), то в случае газа наблюдается увеличение толщины облака на краях за счёт смещения облака газа с окружающим воздухом. В наибольшей степени толщина облака изменяется в зависимости от скорости смешения облака газа с окружающим воздухом (чем меньше скорость смешения, тем меньше толщина облака).

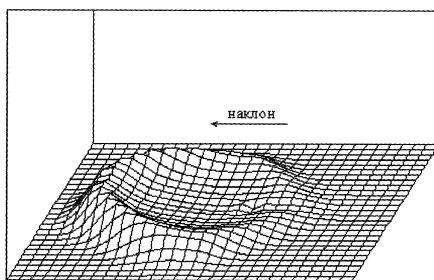
Расстекание тяжёлого газа по ровной поверхности.

$$|U|_{\max} = 0.436 \text{ м/с} \quad c = 0.946 \quad D_{\max} = 0.237 \text{ м} \quad t = 3.276 \text{ с}$$



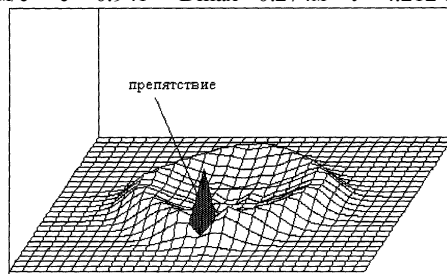
Растекание тяжелого газа по наклонной поверхности. Коэффициент наклона $\alpha = 0.2$.

$$U/\max = 0.572 \text{ м/с} \quad c = 0.972 \quad D_{\max} = 0.607 \text{ м} \quad t = 3.121 \text{ с}$$



Растекание тяжелого газа по поверхности с препятствием.

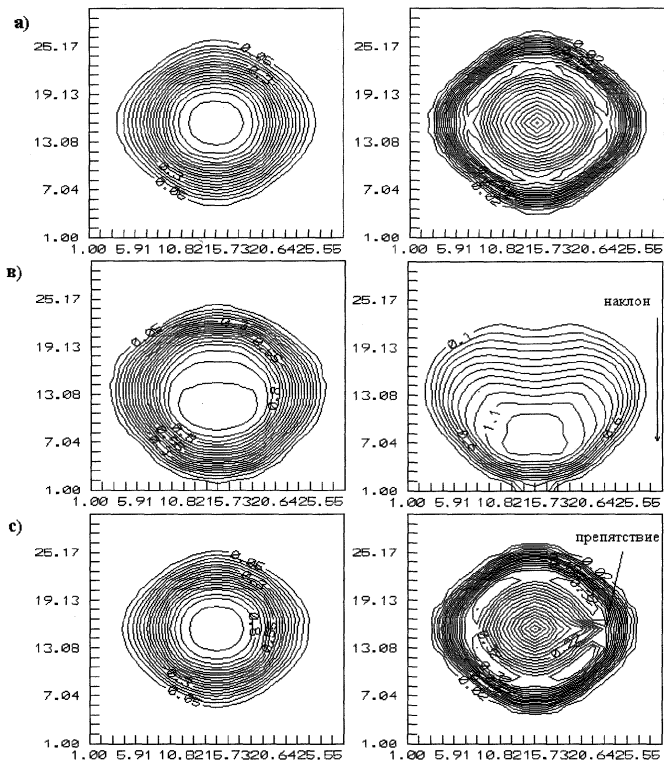
$$U/\max = 0.338 \text{ м/с} \quad c = 0.941 \quad D_{\max} = 0.274 \text{ м} \quad t = 4.212 \text{ с}$$



Ниже представлены линии уровня концентрации и скорости газа при растекании по трем видам поверхностей (ровной, наклонной и с препятствием).

Линии уровня концентрации (слева) и модуля скорости газа (справа) при расположении цилиндра с газом по ровной (а), наклонной (в) поверхности и на поверхности с препятствием(с).

Из рисунка хорошо видно, что линии уровня скорости замкнулись за препятствием при его обтекании.



С целью верификации модели было также проведено сравнение результатов вычислительных экспериментов с данными по реальной аварии под Уфой (Башкирия, 1989), где произошел разрыв трубопровода и вытекло несколько тысяч тонн пропан - бутановой смеси. Линии уровня концентрации газа и границы облака в различные моменты времени на реальном рельефе, полученные в результате численного моделирования и наблюдаемые на месте аварии, имеют хорошее совпадение. Подробное описание этой модели находится в работе [3].

В заключение отметим, что с помощью описанной выше модели возможно решение широкого круга задач динамики растекания жидкости и газа в области экологии и проблем промышленной безопасности, таких как, изучение природных катастроф, связанных с затоплением местности, технологических аварий и катастроф, связанных с разливами жидкостей (нефти, нефтепродуктов и т. д.) и распространением облаков токсических и горючих газов.

Литература.

1. Dobrocheev O.V., Kuleshov A.A., Lelakin A.L., A two dimensional model of heavy gas cloud dispersion under industrial accidents. Preprint IAE-5339/1, Moscow, 1991.

200. Марчук Г.И. Математическое моделирование в проблеме окружающей среды. М., Наука, 1982.
201. Р. Н. Кузьмин, А. А. Кулешов, Н. П. Савенкова, С. В. Филиппова. Моделирование аварий на промышленном объекте с истечением тяжелых газов и жидкостей. Математическое моделирование, 1998, т.10, №8, с.33-42.
202. В.Б.Зеленцов, Н.Ч.Рындина, В.Ф.Тишкин. Применение квазимонотонных схем повышенного порядка аппроксимации к нестандартной задаче о трещине продольного сдвига. Препринт ИММ РАН, М.,1993, № 20.
203. Головизнин В.М., Самарский А.А. Разностная аппроксимация конвективного переноса с пространственным расщеплением временной переменной. Математическое моделирование, 1998, т. 10, № 1, с. 86-100.
204. Самарский А.А., Попов Ю.П. Разностные методы решения задач газовой динамики. М., Наука, 1992.

ВЛИЯНИЕ ВЕТРОВОГО НАГОНА НА ДИНАМИКУ ДВУХСЛОЙНОЙ ЖИДКОСТИ

Маканова М.Я., Шелковников Н.К.

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

Работа посвящена экспериментальному исследованию процессов, происходящих в двухслойной жидкости в прямолинейном аэрогидроканале, под воздействием сгонно-нагонных течений. Было выявлено, что наличие препятствия способствует образованию слоя смешения, возникновению волновых возмущений, деформации пикноклина вблизи от препятствия, образование крупных вихрей с горизонтальной осью.

Процесс освоения Мирового океана сопровождается интенсивным использованием его континентального шельфа. Несмотря на то, что площадь шельфа составляет всего десятую часть Мирового океана, его значение в разработке энергетических и сырьевых ресурсов велико. Доля добычи нефти и газа на шельфе составляет значительную часть от общего количества. Рыбный промысел, геолого-поисковые работы и промышленная разработка полезных ископаемых также ведутся в основном на шельфе. Значимым является вопрос о защите и сохранении морской среды в связи с разведкой и разработкой минеральных ресурсов, захоронением отходов и других материалов. Отсюда следует важность исследования экологических процессов в шельфовой зоне моря.

Характерной чертой динамики вод шельфа является наличие сгонно-нагонных течений. Нагонный ветер приводит к проявлению некоторых особенностей гидрофизических полей. Их структура в шельфовой зоне зависит от многих причин, в том числе от характера береговой черты, наклона дна и его топографических особенностей, от метеорологических процессов, географического положения шельфа, его ширины и т.д. Что приводит к значительному усложнению происходящих здесь процессов и затрудняет возможность их прогноза.

Циркуляция вод в шельфовой зоне моря, вызванная полем ветра, способствует интенсивному перераспределению водных масс как в горизонтальном, так и в вертикальном направлении, что приводит к обмену поверхностных и придонных вод, а также к деформации сезонного пикноклина и глубины его залегания.

Результаты теоретических исследований, а также данные натурных наблюдений свидетельствуют о том, что при взаимодействии градиентных и дрейфовых течений, низкочастотных поверхностных и внутренних волн с областями резких изменений рельефа дна океана, возможно возникновение явлений, присущих исключительно этим районам. В частности, трансформация и захват внутренних волн, интенсивные вертикальные движения водных масс, резкие изменения глубины залегания сезонного пикноклина и др.

Изучение процессов, происходящих на границе раздела, в лабораторных условиях началось с экспериментов скандинавского ученого Сандстрема в 1908 году [13], в которых исследовались движения возбуждаемой ветром двухслойной жидкости, наполняющей замкнутый водоём. Было обнаружено, что поверхность воды и внутренняя поверхность раздела наклонены в разные стороны, причём наклон увеличивается с уменьшением разности плотности жидкостей. При этом граница раздела была достаточно устойчивой. Существенно, что в этих опытах наблюдалась установившаяся циркуляция несмешивающихся жидкостей.

В настоящее время, для объяснения механизмов обмена через границу раздела слоев с разной плотностью, привлекается гипотеза генерации турбулентности в двухслойной жидкости вследствие неустойчивости внутренних волн типа Кельвина-Гельмгольца

Согласно этой гипотезе, при малом скачке плотности между слоями имеет место соотношение [5]:

$$k > k_c = 2g \frac{\Delta\rho}{\rho} / (\Delta U)^2, \text{ где } \nabla\rho = \rho_2 - \rho_1, \nabla U = U_1 - U_2.$$

Т.е. волны, длина которых меньше $2\pi/k_c$, неустойчивы.

Исследования этих процессов в морских условиях сопряжены со значительными трудностями, поэтому возникает необходимость в лабораторных экспериментах.

Ву [16] провела эксперимент, в котором турбулентность генерировалась посредством воздушного потока, что значительно сближало условия эксперимента с реальными природными условиями. Профиль скорости воздушного потока соответствовал логарифмическому закону, а динамическая скорость ветра являлась основным внешним параметром. Поведение границы раздела регистрировалось при помощи фотосъемки, однако, измерения были качественными, но выводов о структуре пограничной области и механизме вовлечения сделано не было. Вычисленная доля энергии ветра, идущая на процесс вовлечения, оказалась очень малой величиной. Полученная зависимость скорости вовлечения от числа Ричардсона совпадала с формулой в работе Като и Филлипа [10], но эмпирические коэффициенты различались на порядок.

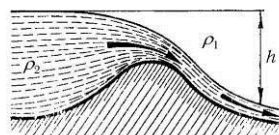
Работа Журавлёва, Шелковникова [2] посвящена экспериментальному исследованию процессов, происходящих на границе раздела двухслойной жидкости в прямолинейном аэрогидроканале. Были обнаружены так называемые протуберан-

цы (то есть выбросы солёной воды из нижнего слоя в верхний) и колеблющийся слой жидкости в области пикноклина. Слой возникал после выключения ветра и распространялся в противоположном направлении действовавшего ветра. Эти процессы способствовали вертикальному обмену в стратифицированной жидкости.

Работа Афанасьева и Стуколова [1] посвящена решению стационарной задачи об обтекании полукругового цилиндра, расположенного на дне, потоком идеальной несжимаемой жидкости. В результате расчетов выявлено, что задача имеет, по крайней мере, три решения относительно числа Фруда (задача решается методом комплексных граничных элементов).

Прандтль [4] рассматривал две жидкости различной плотности, которые наслонены одна на другую. В этом случае он предложил использовать способ разложения действительного давления на весовое и на кинетическое давления. Отбросив в более легкой жидкости весовое давление, как не играющее роли при ее движении, он показал, что в более тяжелой жидкости наряду с кинетическим давлением будет теперь такое же весовое давление, как в жидкости с плотностью $\rho_2 - \rho_1$. В таком случае более легкую жидкость можно рассматривать как невесомую, а более тяжелую - как весомую, но подверженную меньшему ускорению силы тяжести, а именно, равному только $g(\rho_2 - \rho_1)/\rho_2$. Отсюда, прежде всего, следует, что более тяжелая жидкость всегда стремится занять самое низкое положение.

Этим можно объяснить, что в горных местностях иногда можно наблюдать, как в долине, закрытой с трех сторон горными склонами, дует сверху вниз сильный ветер.



Вторжение холодного воздуха с гор [4]

В природных условиях может происходить развитие мощных присклоновых течений в атмосфере и океане при обтекании потоком локальных возвышенностей [9, 14, 15]. Основным механизмом развития таких течений является генерация крупных вихревых структур на подветренном склоне препятствия, обеспечивающих интенсивный вертикальный перенос массы и импульса в жидкости. К аналогичным явлениям можно также отнести отрыв пограничного слоя в течении слабостратифицированной жидкости над неровным дном [11].

Ляпидевским [3] была рассмотрена задача о **течении двухслойной смешивающейся жидкости над неровным дном**. В приближении мелкой воды им была построена математическая модель развития турбулентного слоя между однородными слоями различной плотности при обтекании двухслойным потоком локального препятствия в канале. Такая модель достаточно проста для аналитического исследования эволюции основных типов течений, таких как слои смешения, плавающие струи, плотностные или гравитационные течения.

Эксперименты Пауэлка и Арми [12] показывают, что в двухслойном течении смешивающейся жидкости на подветренной стороне препятствия верхний слой тормозится, а нижний ускоряется. Развитие сдвиговой неустойчивости на границе раздела слоев приводит к формированию слоя смешения, в котором развитие крупных вихревых структур в прослойке поддерживается за счет перестройки профиля скорости.

Формирование слоя смешения в результате развития неустойчивости Кельвина-Гельмгольца является важным элементом многих стратифицированных течений, возникающих при обтекании препятствия как в атмосфере, так и в верхнем слое океана. Если препятствие контролирует течение вверх по потоку, то перед ним образуется докритическое течение, в котором перемешивание между слоями несущественно, и двухслойная схема течения вполне приемлема. На подветренной стороне препятствия развивается сверхкритический режим течения, а в окрестности границы раздела слоев формируется область интенсивного перемешивания. В экспериментах [12] установлено, что развитие неустойчивости двухслойного течения соответствует эволюции слоя смешения в свободных сдвиговых потоках [6].

Как видно из приведенного краткого обзора нет ясности о процессах, происходящих в стратифицированной жидкости в поле сгонно-нагонных течений (характерных для шельфовой зоны) как над гладким дном, так и при наличии неоднородностей дна.

Поэтому нами были проведены исследования в прямолинейном аэрогидроканале с размерами 15*15*280(330) см, обдуваемый потоком воздуха. Канал заполнялся сначала солёной, а затем пресной водой. Общая глубина жидкости в канале составляла 8 см, начальная толщина солёного слоя (20%) была 4 см. Во время эксперимента включался вентилятор, нагнетающий поток воздуха в пространство между поверхностью воды и крышей канала. Скорость ветра устанавливалась в пределах от 3 м/с до 10 м/с. Измерение вертикального профиля солёности производилось при помощи солемера. Процессы, происходящие в канале регистрировались при помощи видеокамеры. Для исследования влияния неровностей дна на процессы в двухслойной жидкости, использовались полукруговые цилиндры с различными радиусами.

Динамика двухслойной жидкости в случае гладкого дна

Исследования воздействия ветрового нагона на стратифицированную жидкость при гладком дне проводились ранее в работе [2]. В которой было показано, что на границе раздела двухслойной жидкости под действием ветрового нагона образуются «протуберанцы» - выбросы солёной воды из нижнего слоя в верхний в результате неустойчивости Кельвина-Гельмгольца.

По данным проведенных нами экспериментов при нагоне ветре время жизни протуберанца составляло ~ 2 с, горизонтальная скорость их распространения – около 0.5 см/с, высота «протуберанцев» - примерно 2.5 см, что составляет около 30% от глубины всей жидкости.

Было выявлено, что при сгонах может образовываться колеблющийся слой максимального градиента плотности, колебания которого передавались в вышележащие слои, амплитуда колебаний которых уменьшалась при удалении от колеблющегося слоя, так что поверхность жидкости оставалась невозмущенной. Механизм генерации такого слоя описан в работе [2].

Для более полного представления характера колеблющегося слоя нами были проведены измерения в фиксированной точке. Как видно из **Рис.1** (а) в течение первых 40 с. (происходило распространение затухающих колебаний), временной интервал между гребнями волны которого составлял 6 с., максимальная амплитуда колебаний достигала 1.2 см, расстояние между вершинами гребней составляло около 20 см, при этом средняя скорость составляла ~ 3-5 см/с., В дальнейшем эти

колебания отражались от вертикальной стенки и меняли направление движения. И т.к. нагон солёной воды продолжался, то происходил подъём среднего уровня колеблющегося слоя. Из **Рис.1** (а.) видно, что с 55ой с. наблюдалось распространение колеблющегося слоя с такой же периодичностью в противоположном направлении. Высота подъема колеблющегося слоя составляла 2.5см.

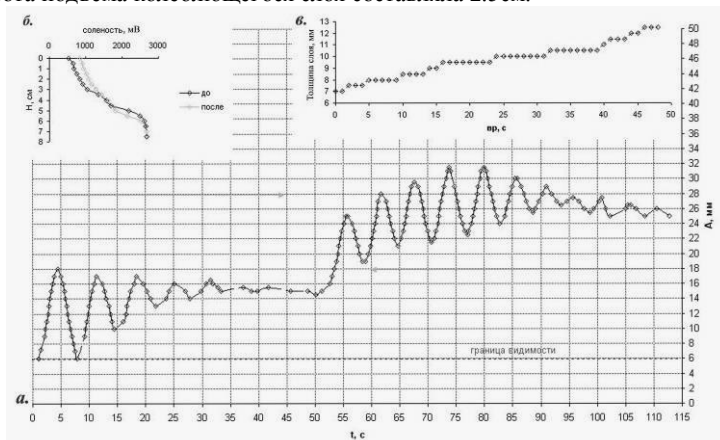


Рис.1 (а.) Зависимость положения верхней границы солёного слоя от времени; (б.) Профиль солёности до и после эксперимента; (в.) Изменение толщины колеблющегося слоя

Со временем наблюдалось увеличение толщины колеблющегося слоя от 0.7 см до 1.2 см, вследствие сгонно-нагонных движений (**Рис.1** (в.)). На **Рис.1** (б.) представлены вертикальные профили солёности до и после эксперимента.

Особенности динамики двухслойной жидкости при наличии неровностей дна.

Для исследования влияния неровностей дна на процессы в двухслойной жидкости (высота солёного и пресного слоёв устанавливалась равной 4 см), использовались полукруговые цилиндры с радиусом в основании $r=1.3$ см - «малое» препятствие (которое составляло $\sim 1/3$ от толщины солёного слоя) и «большое» препятствие с радиусом $r=2.5$ см ($\sim 2/3$). Полуцилиндры устанавливались на расстоянии 80 см от начала канала, где происходило нагнетание воздуха, скорость которого изменялась в пределах от 3 м/с до 10 м/с.

Скорость течения измерялась на высоте не более 1 см над препятствием после выключения ветра, когда образовывались возвратные потоки. Как видно из графика (**Рис.2**), имеет место ярко выраженный максимум скорости, причем вершина максимума несколько сдвинута за вершину препятствия по направлению распространения потока. Интересно отметить, что в работе [8] с помощью приближенного аналитического решения задачи о распространении внутренней волны в двух-

слойной жидкости над препятствием формы
$$h = h_0 \cos^2(\pi x / l)$$
 (h_0 – высота препятствия, l – длина), было показано, что горизонтальная составляющая скорости должна иметь сдвиг максимума за препятствие (**Рис.3**).

Кроме того, в результате экспериментов было отмечено, что динамика двухслойной жидкости зависела от скорости ветра.

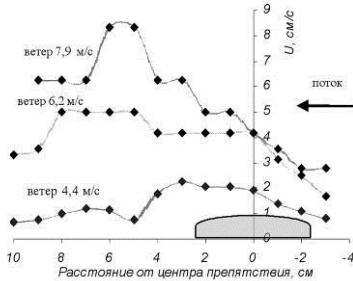


Рис.2 Профиль горизонтальной составляющей скорости потока над препятствием в зависимости от расстояния до него (скорость течения измерялась после выключения ветра на высоте не более 1 см над препятствием)

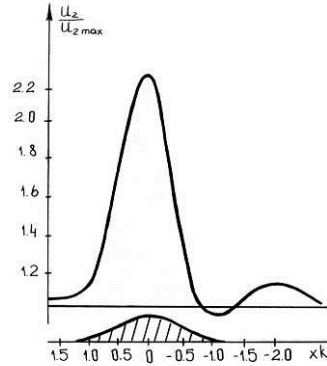


Рис.3 Результаты теоретического расчета максимума модуля горизонтальной компоненты скорости над препятствием [8]

Так при воздействии **слабого ветра** (4-5 м/с) на подветренной стороне препятствия наблюдалось формирование слоя смешения (Рис.4 (а.)). Обнаружено, что на начальном этапе толщина этого слоя увеличивалась линейно с увеличением расстояния от гребня препятствия. Далее слой смешения достигал дна, и течение переходило в придонную турбулентную струю. Такой характер обтекания препятствия качественно совпадает с математической моделью развития слоя смешения Ляпидевского [3] над наклонной плоскостью в двухслойном течении смешивающихся жидкостей (Рис.1 (б.)). В его работе было показано, что при обтекании неровностей дна двухслойной жидкостью происходит развитие сдвиговой неустойчивости на границе раздела слоев, что приводит к формированию слоя смешения, в котором развитие крупных вихревых структур в прослойке поддерживается за счет перестройки профиля скорости.

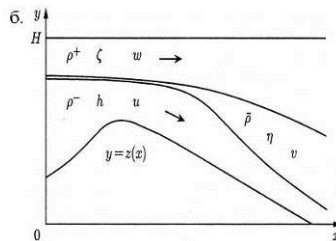
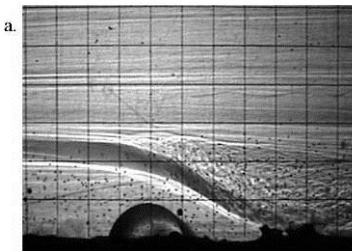


Рис.4 (а.) Слой смешения, образованный стратифицированным течением при обтекании препятствия ($r=1.3$ см, ветер 4см/с); (б.) Схема развития слоя смешения (по Ляпидевскому [3])

В экспериментах с «большим» препятствием, за которым наблюдалось возникновение внутреволновых возмущений, высота которых была сопоставима высоте полуцилиндра (**Рис.5**). Появление таких возмущений произошло в результате столкновения градиентного течения солёной воды с «запертым» слоем более плотной жидкости за препятствием, величиной составляющей 1/3 от всей глубины жидкости. Можно отметить, что процесс «запирания» происходит в слабых течениях или при высоких неоднородностях дна.

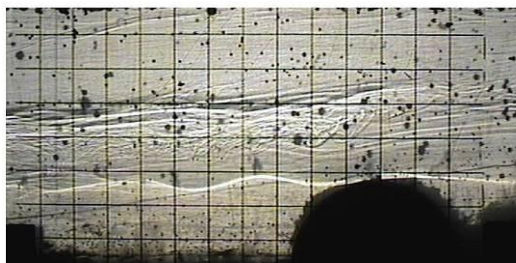


Рис. 5 Образование волнообразных возмущений ($\tau=2.5$ см)

Во время воздействия относительно сильного ветра (8-10 м/с) картина существенно менялась. На подветренной стороне препятствия более тяжелая жидкость стремилась занять самое низкое положение. В проведенных нами экспериментах при сильных ветрах, когда нагон солёной воды в начале канала достаточно большой и существенно превышает высоту препятствия, образовывались мощные склоновые потоки.

При сильных ветрах (~ 8 м/с) обтекание «малого» препятствия стратифицированным потоком сопровождалось изменением положения пикноклина. Так (при неполном перемешивании) сразу после препятствия граница раздела заглублялась до 0,2 см, а затем поднималась до 1,4 см, образуя «горб» (**Рис.6** (а.)), который существовал примерно 30 сек. Образованный потоком соленой воды, «горб» разрушался, за счет того, что он турбулизировался, отразившейся от вертикальной стенки начала канала, соленой водой. Подобные колебательные движения наблюдались Лонгом [7], исследовавшим деформацию линий тока стратифицированного течения после прохождения барьера (**Рис.6** (б.)).

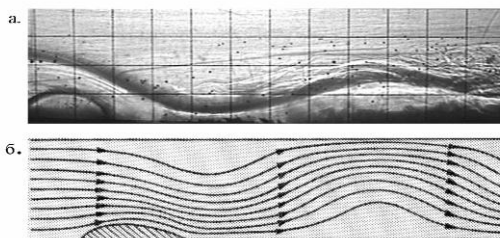


Рис.6 Обтекание препятствия стратифицированным потоком жидкости: (а.) по результатам эксперимента в прямолинейном канале ($\tau=1.3$ см. ветер 8 м/с); (б.) рассчитанное Лонгом теоритически [7]

При обтекании «большого» препятствия скорость потока, превышала скорость обтекания «малого», и верхняя граница солёного слоя теряла устойчивость, в результате чего поток солёной воды турбулизировался. В то же время, на подветренной стороне препятствия наблюдалось образование слоя смешения. Этот слой соединялся с турбулентным потоком, переходя в него.

Также во время экспериментов с «малым» препятствием на дне нами наблюдалось зарождение и развитие крупного вихря с горизонтальной осью на подветренной стороне препятствия, образованного в результате отрыва пограничного слоя от препятствия. Вихрь образовывался в первые секунды работы ветра, когда только зарождалось компенсационное противотечение.

Заключение

На основании полученных данных сформулированы следующие выводы:

1. Показано, что в прямолинейном канале при ветровом нагоне одним из возможных механизмов обмена на границе между пресным и солёным слоями (направленными в разные стороны) могут быть так называемые «протуберанцы» (выбросы солёной воды в верхний пресный слой), происходящие вследствие неустойчивости Кельвина-Гельмгольца. Было установлено, что наличие неоднородностей дна не оказывает влияние на появление неустойчивости на границе раздела, т.е. на образование «протуберанцев».
2. Было выявлено, что при сгонах может образовываться колеблющийся слой максимального градиента плотности, колебания которого распространялись в выше лежащие слои с уменьшением амплитуды при удалении от слоя, так что поверхность жидкости оставалась невозмущенной. Амплитуда колебаний достигала 1.2 см, толщина слоя ~ 1 см, скорость распространения вдоль канала составляла $\sim 3-5$ см/с, период колебаний составлял ~ 6 с. При этом возмущения, создаваемые на границе раздела солёной воды и переходной прослойки, испытывали «запирание» вверх по потоку от препятствия, вследствие чего колеблющейся слой не наблюдался.
3. Показано, что наличие препятствия на дне приводит к возникновению слоев смешения за ним, к образованию над препятствием волнообразных возмущений, турбулизации потока за препятствием, резкому изменению положения границы раздела, возникновению крупных вихрей с горизонтальной осью. Обнаружено, что горизонтальная составляющая скорости течения имеет максимум, вершина которого сдвинута вверх по течению от препятствия.
4. Полученные данные могут быть полезными при исследовании особенностей динамики шельфовой зоны моря и экологических процессов при сгонно-нагонных течениях, как при гладком дне, так и с неоднородностями дна.

Литература

1. Афанасьев К.Е., Стуколов С.В. «О наличии трех решений при обтекании препятствий сверхкритическим установившимся потоком тяжелой жидкости». – ПМТФ, 1999, т. 40, №1 (233)
205. Журавлев П.Н., Шелковников Н.К. «Волновихревая структура движений на границе раздела двухслойной жидкости» – Морской гидрофизический журнал, 2006, №3, с.15-22.
206. Ляпидевский В.Ю. «Слой смешения на подветренной стороне препятствия» – ПМТФ, 2004, т.45, №2, с. 62-67.
207. Прандтль Л. «Гидроаэромеханика». – Ижевск: НИЦ "Регулярная и Хаотическая Динамика", 2000, с. 486
208. Скорер Р. «Аэрогидродинамика окружающей среды». – М., Мир, 1980, с. 250-269.
209. Таунсенд А. А. «Структура турбулентного потока с поперечным сдвигом». – М.: Изд-во иностр. лит., 1959.
210. Тернер Дж. «Эффекты плавучести в жидкостях». – М., Мир, 1977, с. 72-73.
211. Тимонов М.Б., Тупоршин В.Н., Шелковников Н.К. – «Трансформация длинных внутренних волн над подводными препятствиями». – Изв. АН СССР, ФАО, 1987, т.23, № 8, с. 859-862.
212. Farmer D. M., Armi L. «Stratified flow over topography: the role of small scale entrainment and mixing in flow establishment» – Proc. Roy. Soc. London. 1999. V. A 455. P. 3221-3258.
213. Kato H., Phillips O.M. «On the penetration of a turbulent layer into stratified fluid». – J. Fluid Mech., 1969, v.37, N 4, p. 643-656.
214. Lawrence G. A. «The hydraulics of steady two-layer flow over a fixed obstacle» – J. Fluid Mech. 1993. V. 254. P. 605-633
215. Pawlak G., Armi L. «Mixing and entrainment in developing stratified currents». – J. Fluid Mech. 2000. V. 424. P. 45-73.
216. Sandstrom W., «Dynamische Versuche mit Meereswasser». – Ann.d.Hydr.und Marit. Met. S. 6, 1908.
217. Simpson J. E. «Gravity currents». – Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1997.
218. Smith R. B. «On severe downslope winds». – J. Atmos. Sci. 1985. V. 42, N 3. P. 2597-2603.
219. Wu J. «Wind-induced turbulent entrainment across a stably density interface». – J. Fluid Mech., 1973, v.61, N 2, p. 275-286.

ВЛИЯНИЕ УГЛА АТАКИ ВЕТРА НА ПРОЦЕСС ОБРАЗОВАНИЯ ВЕТРОВЫХ СОЛИТОНОВ

Мочулин П.В., Шелковников Н.К.

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

Рассматривается процесс генерации ветровых солитонов при различных углах атаки ветра, то есть соотношениях нормальной и тангенциальной составляющих ветрового потока.

Показано, что уменьшение угла атаки ветра приводит к более интенсивному волнообразованию и более быстрому формированию ветрового солитона. Полученные данные могут быть полезны при прогнозировании развития ветрового волнения и для задач экологии.

Уединенная волна Рассела являлась фундаментом, на котором была основана современная теория солитонов [3]. Основываясь на экспериментальных данных, он

получил выражение для скорости солитона $c^2 = g(H + h)$, где H - глубина

жидкости, h - высота волны. Отметим, что импульсы с большей амплитудой движутся быстрее. Такая связь встречается только среди нелинейных систем. Между первым наблюдением уединенной волны Дж. С. Расселом и теоретическим исследованием этого явления прошло более 60 лет. Уравнение Кортевега и де Фриза [1] было написано в 1895 году и теоретически подтверждало работы Рассела.

В настоящее время описание солитона базируется на уравнении КДВ $u_t - 6uu_x + u_{xxx} = 0$,

которое включает в себя нелинейность uu_x и дисперсию u_{xxx} , уравновешивающие друг друга. В этом случае решение представляет собой волну, движущуюся в одном направлении - так называемое односолитонное уравнение КДВ.

Полагая $u = u(x - ct)$ его можно представить в виде

$$u = -\frac{c}{2} \operatorname{sech}^2 \left[\frac{\sqrt{c}}{2} (x - ct) \right]$$

В теории гравитационных волн на мелкой воде уравнение КДФ часто представляют в следующем виде [2]

$$u_t + \frac{3c_s}{2H} uu_\xi = \frac{1}{2} c_s H^2 \left(\frac{\gamma}{\rho g H^2} - \frac{1}{3} \right) u_{\xi\xi\xi}$$

здесь H - глубина жидкости в отсутствии возмущения,

γ - поверхностное натяжение воды, а ρ - ее плотность; независимая переменная

$$\xi = x - c_s t, \quad c_s = \sqrt{gH};$$

Решение типа уединенной волны для такого уравнения КДФ дается формулой

$$u = h \operatorname{sech}^2 \left[\left(\frac{3h}{H^2} \right)^2 (x - ct) \right], \quad \text{где } c = c_s \left(1 + \frac{h}{H} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Данное уравнение описывает волны в достаточно широких каналах с неизменным поперечным сечением.

В 60-е годы прошлого века начались интенсивные исследования по нелинейным процессам в различных областях физики. Было обнаружено, что уединенная волна является важным устойчивым состоянием некоторых видов нелинейных систем. Уединенные волны были открыты в кристаллах, магнитных материалах,

сверхпроводниках, в плазме, в биофизике и т. д. Наряду с термином «уединенная волна» стал использоваться термин «солитон», [4] подчеркивающий, что во многих отношениях определенные виды уединенных волн ведут себя подобно частицам. Оказалось, что волны цунами во многих случаях имеют вид уединенных волн, кроме того, пакеты длинных волн, образующиеся на поверхности океана, могут иметь солитообразную огибающую (так называемые, «солитоны огибающих»).

Актуальность исследования уединенных волн в море вызвана необходимостью прогнозировать волны, представляющие опасность как для прибрежной полосы моря, так и для нефтедобывающих платформ и газопроводов и решению экологических проблем шельфовой зоны моря, так как при выходе на берег такие волны способны принести не меньший ущерб и разрушения, чем сейсмические волны цунами. В настоящее время явно недостаточно работ по исследованию уединенных волн возникающих в результате действия метеорологических факторов, в том числе ветра.

Согласно Пелиновскому [5], атмосферные возмущения являются мощным фактором изменения уровня моря, приводя к наводнениям в различных районах мира (наиболее известны катастрофические наводнения в Бангладеш в 1970, 1987 и 1988 гг.). Относительно краткосрочные (до 1 ч) наводнения часто носят колебательный характер (наводнение сменяется осушением, а затем снова наводнением). Свойства таких наводнений во многом схожи со свойствами волн цунами, возникающих при подводных землетрясениях, поэтому их называют метеоцунами. Следует заметить, что их идентификация на практике часто затруднена, поскольку об изменении метеоусловий над океаном информации мало, поэтому чаще всего к метеоцунами относят цунами с неясной природой их возникновений. По результатам работ Пелиновского задача генерации волн цунами атмосферными возмущениями полностью сводится к аналогичной задаче в случае возбуждения цунами подвижками дна. Поэтому все результаты линейной теории мелкой воды остаются справедливыми и в данной задаче. Если рассматривать атмосферное возмущение локализованным во времени, то оно соответствует подвижке дна, возвращающейся в первоначальное состояние, при этом, естественно, амплитуда возбуждаемых волн будет меньше, чем при поршневой подвижке. Таким образом, при прочих равных условиях метеоцунами наиболее сильно когда быстро образуется область пониженного (повышенного) давления (циклоническая или антициклоническая область). Если эта область неподвижна или медленно смещается, то здесь имеется полная аналогия с соответствующими результатами для поршневой подвижки, и нет необходимости рассматривать отдельно обобщение линейной модели длинных волн.

Поскольку формирование солитонов является завершающей фазой ветрового волнения, то некоторые его параметры связаны с параметрами ветровых волн. Поэтому появляется необходимость более полного представления о механизме ветровых волн. В частности при расчете ветрового волнения необходимо осознанно задавать угол атаки ветра. Этим вопросом занимались многие ученые. Так братья Вебер [6] при рассмотрении возникновения волн под действием ветра выделяли как продольную, так и вертикальную составляющие скорости ветра. При этом они считали, что горизонтальная составляющая (сила трения) увлекает частицы воды в направлении ветра и, в силу неоднородности поля ветра на поверхности жидкости,

возникают возмущения. Вертикальная же составляющая силы ветра приводит к кратковременным понижениям или повышениям поверхности жидкости. Эти возмущения подобно брошенному камню создают волны во всех направлениях. Та часть круговой волны, которая распространяется в направлении ветра, им усиливается, а часть круговой волны, которая движется против ветра, гасится.

Позднее В.В. Шулейкин [7] при помощи микроманометра провел измерения разности давлений в парах точек, лежащих на наветренном (P'') и подветренном (P') склонах волны на одинаковой высоте над ее подошвой. Измерения проводились на твердых моделях обдуваемых ветром в аэрогидродинамической трубе. Им было показано, что прирост энергии волны можно описать следующим образом $dE = (p'' - p') \cos \alpha dz$, где угол α характеризует тангенциальную составляющую скорости ветра. То есть сила действующего ветра может быть представлена в виде нормальной и тангенциальной (сила трения) составляющих. Согласно [7] и ряду других авторов вклад касательного напряжения к волнам мал и его можно не учитывать, поэтому углом α пренебрегают, $\cos \alpha = 1$. В этом случае имеет место следующее выражения зависимости средней энергии W_a от скорости ветра V_a :

$$W_a = \bar{x} \rho_a (V_a - c)^2 \frac{h}{T}, \quad \text{где } T \text{ - период волны, а параметр}$$

$$\bar{x} = 0.4 \frac{h}{\lambda} - 0.006$$

зависящий от длины волны λ , был получен Шулейкиным эмпирически.

Несколько позже была разработана теория Филлипса-Майлза [8]. Модель Филлипса описывает возникновение волн как резонанс между турбулентными пульсациями давления в воздушном потоке и волнами. Механизм Майлза представляет генерацию ветровых волн как взаимодействие волн с пульсациями давления воздуха, вызванного волнами.

Как следует из краткого обзора исследований влияния тангенциальной составляющей скорости ветра на процесс генерации ветровых волн и, тем более, солитонов не проводилось. В связи с этим нашей задачей было определить степень влияния на процесс зарождения ветровых солитонов такого фактора как угол атаки ветра, то есть соотношения тангенциальной и нормальной составляющих ветрового потока. Были проведены серии экспериментов в лабораторном кольцевом аэродродоканале.

Канал имел внутренний диаметр 160 см, внешним диаметром 200 см и высоту $H=40$ см. Боковые стенки его были изготовлены из оргстекла, благодаря чему через них можно было вести непосредственное наблюдение, видео- и фотосъемку волн. Для создания воздушного потока использовался вентилятор, который нагнетал воздух в пространство между поверхностью воды и крышкой канала через специальные короба. В нижней части короба имелось «дно», выравнивающее по-

ток воздуха и направляющее его в канал под определенным углом. В описанных ниже экспериментах высота канала до крышки составляла 10 см. Вентилятор имел устройство, позволявшее регулировать поток воздуха, направляемый через рукава в канал. Благодаря этому устройству, скорость ветра в соединительных рукавах можно было изменять от 3 до 20 м/с. Измерение амплитуды волн проводилось при помощи струнного волнографа. Волнограф включался в цепь переменного тока и, далее, промодулированный по амплитуде сигнал подавался через блок сопряжения на АЦП плату компьютера.

Перед проведением экспериментов нами были сделаны предварительные измерения с целью выяснения влияния количества воздухопроводов на возможность формирования солитонов и время их зарождения. Было показано, что солитон образовывался даже при двух воздуховодах. Основные параметры этих измерений приведены в таблице.

Число патрубков	Параметры сформировавшегося солитона			Время зарождения, с
	Амплитуда, см	Скорость, м/с	Длина волны, см	
4	6.5	1.52	19.7	120
3	6	1.47	20.6	390
2	5.6	1.43	21.5	2560

В ходе экспериментов в канал заливалась вода до глубины 5 см, затем устанавливался наклон коробов и включался вентилятор. Нами были проведены измерения с тремя положениями наклона коробов: 10, 20 и 30 градусов. В каждом случае, для подтверждения результатов эксперимент повторялся для меньшей силы ветра. Прежде всего, было определено время зарождения солитона.

Угол атаки ветра, °	Время зарождения солитона, с	Превышение времени зарождения, %
Скорость ветра 9 м/с		
10	80	
20	90	12.5
30	270	237.5
Скорость ветра 7.5 м/с		
10	95	
20	110	15.8
30	660	594.7
Скорость ветра 6 м/с		
10	125	
20	150	20
30	960	668

Как видно из таблицы, разница во времени формирования солитона может достигать больших значений вплоть до 9 раз. Отсюда следует, что пренебрежение тангенциальной силой ветра приводит к большим ошибкам. На следующих графиках приведены зависимости средней нормированной амплитуды ветрового волнения от времени в ходе формирования ветрового солитона.

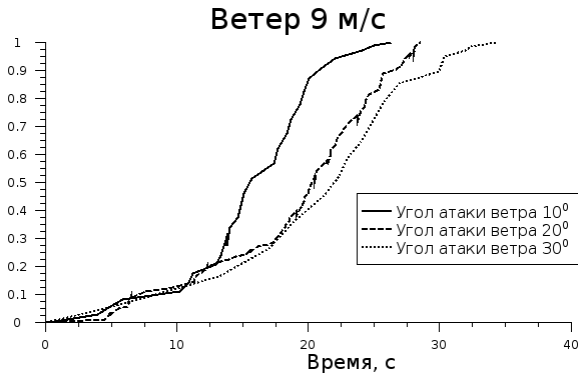


Рис. 1. Зависимость нормированной амплитуды волн в канале от времени при различных углах атаки ветра. Скорость ветра 9 м/с

Как видно из графика (Рис 1) увеличение угла атаки ветра, то есть уменьшение тангенциальной составляющей силы ветра и увеличение вклада нормальной его составляющей на раннем этапе (первые 10 секунд процесса) не влияет на скорость развития ветрового волнения и лишь позднее приводит к запаздыванию увеличения амплитуды волн. При уменьшении скорости ветра такое запаздывание проявлялось на более ранних этапах, особенно при большом угле атаки ветра (Рис 2).

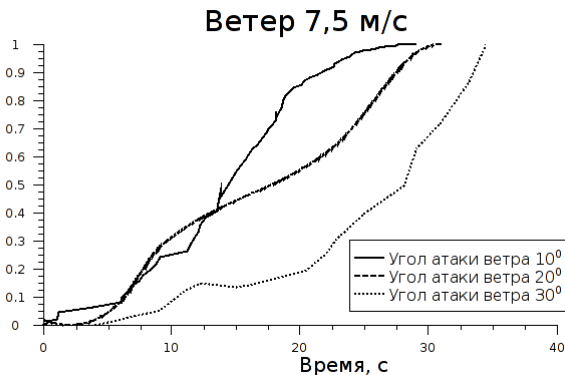


Рис. 2. Зависимость нормированной амплитуды волн в канале от времени при различных углах атаки ветра. Скорость ветра 7,5 м/с

Данный характер возрастания амплитуд волн в канале хорошо объясняется моделью формирования ветровых волн, где на раннем этапе развития волнения преобладают резонансные явления между ветровым потоком и волнами. Тем не менее, как было отмечено многими авторами, при усилении ветрового волнения экспериментальные данные расходятся с теорией Майлза-Филлипса - уменьшение

тангенциальной составляющей ветрового потока приводит к увеличению времени эволюции волн. Необходимо отметить, что при увеличении угла атаки ветра свыше 40 градусов развитие волнения не доходило до стадии формирования солитона. Это подчеркивает важность учета тангенциальной составляющей ветра при расчете параметров ветровых волн.

Далее приведены графики спектров волн в канале по мере развития ветрового волнения (Рис 3)

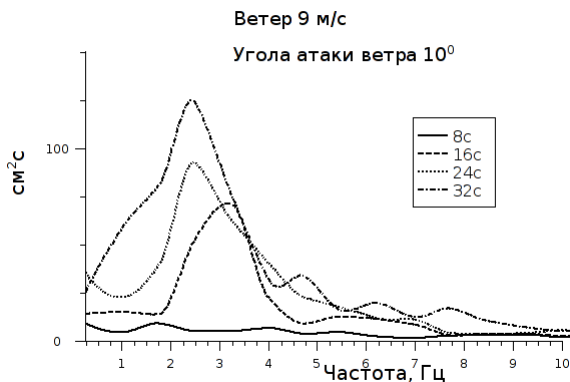


Рис. 3. Спектры волн на различных этапах их развития. Угол атаки ветра 10°. Скорость ветра 9 м/с

Ветровые волны в кольцевом аэрогидроканале проходили те же этапы своего развития, что и в море. Причем изменение угла атаки ветра не влияло на характер эволюции волнения (Рис 4). Изменялись только энергия волн и скорость ее увеличения.

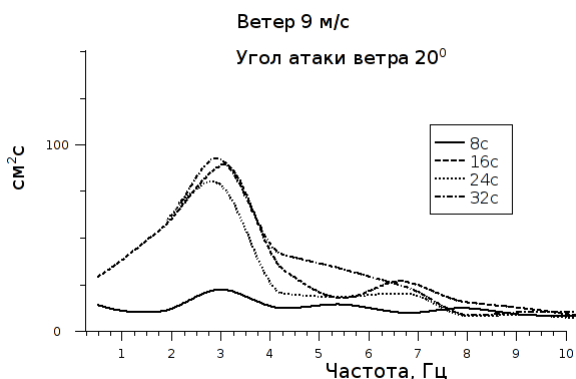


Рис. 4. Спектры волн на различных этапах их развития. Угол атаки ветра 20°. Скорость ветра 9 м/с

Проведенный анализ спектров волнения на различных этапах их развития показал качественное совпадение форм спектров в ходе развития волнения с аналогичными данными других авторов.

Представляется важным выяснить, как изменение угла атаки ветра повлияет на частоту волн в канале на разных стадиях развития ветрового волнения. С этой целью были рассмотрены несущие частоты ветрового волнения в канале через промежутки в 8 секунд для разных значений угла атаки воздушного потока. Результаты представлены на следующих графиках зависимости частоты волн в канале от времени (Рис 5).

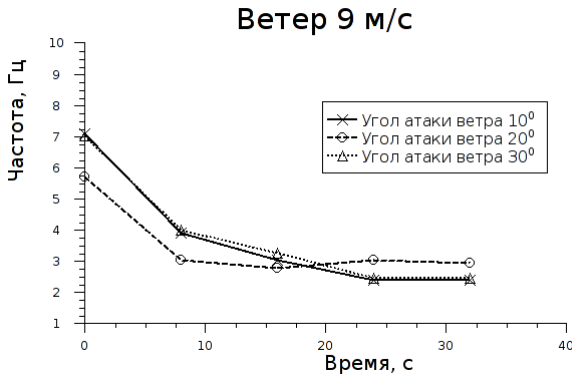


Рис. 5. Зависимость частоты волн в канале от времени при различных углах атаки ветра. Скорость ветра 9 м/с

Уменьшение скорости ветра практически не приводило к уменьшению частоты волнения на каждом из этапов (Рис 6). Разброс данных частоты пика является статистическим отклонением при регистрации волнения, особенно на последних стадиях его развития, когда на поверхности жидкости присутствуют разные типы волн.

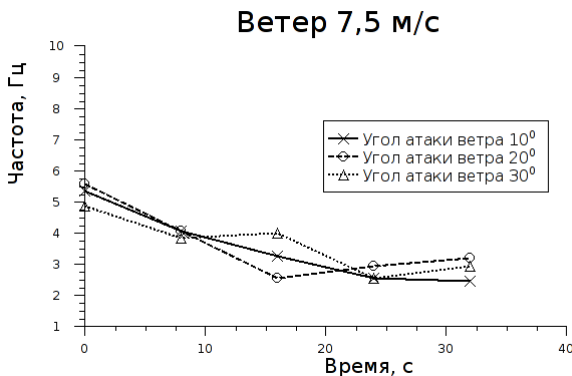


Рис. 6. Зависимость частоты волн в канале от времени при различных углах атаки ветра. Скорость ветра 9 м/с

При рассмотрении изменения несущей частоты волн в канале в процессе развития ветрового волнения видно, что изменение угла атаки ветра практически не оказывает влияния на частоту волнения, в отличие от четко видимого изменения амплитуды волн в канале.

Выводы

По результатам проведенных экспериментов можно сформулировать следующие выводы:

1. Увеличение угла атаки ветра приводит к увеличению времени, необходимого для образования ветрового солитона. Например, для скорости ветра 9 м/с изменение угла атаки ветра с 10^0 до 20^0 увеличивало время образования солитона на 13%, а при угле 30^0 время зарождения возрастало в 238% по отношению ко времени зарождения в первом случае.
2. Анализ статистических и спектральных характеристик ветрового волнения показал, что независимо от угла наклона ветрового потока волны проходят одни и те же этапы развития до формирования солитона, но с различными амплитудами на каждом этапе.
3. При углах атаки ветра свыше 40^0 образования солитона не наблюдалось.

Литература

1. Kortevog D.J., de Vries G. On the change of form of long waves advancing in a rectangular canal and on a new type of long stationary waves // Philos. magazine and J. of Scienc. 1895. V. 39. Ser. 5 p. 422—443.
2. Лэмб. Дж. Введение в теорию солитонов // г. Могилев. «Бибфизмат», 1997
3. Russell J.S. Report on waves, // Rep. 14th Meeting of the British Association for the Advancement of Science. John Murray. London. 1844. P.311—390.
4. Zabusky N.J., Kruskal M.D. Interaction of “solitons” in a collisionless plasma and the recurrence of initial states // Phys. Rev. Lett. 1965. V.15, P.240—243.
5. Пелиновский Е.Н. Гидродинамика волн цунами. // ИПФ РАН, Нижний Новгород, 1996г., 276с.
6. Кононкова Г.Е., Показеев К.В. Динамика морских волн.// М.: Изд-во Москва. Ун-та. 1985.
7. Шулейкин В.В. Физика моря //М.: Наука, 1968.
8. Филлипс Динамика верхнего слоя океана // М.: Наука, 1990

ИЗМЕНЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО РЕЖИМА В РАЙОНЕ ОНЕЖСКОГО ОЗЕРА

Назарова Л.Е.

Институт водных проблем Севера КарНЦ РАН

Данные многолетних метеорологических наблюдений свидетельствуют о том, что с начала XX века происходят изменения глобальной климатической системы. Существуют различные мнения о том, каковы основные механизмы наблюдаемых изменений – доминируют ли естественные природные процессы или же обусловленные антропогенным воздействием. Обобщения данных о климате Карелии были выполнены в 1960-1980-х годах XX века (Романов, 1961; Климат Петрозаводска, 1982; Климат Сортавалы, 1988). Очевидно, что изменения последних 15-20 лет не нашли там своего отражения. А именно закономерности происходящих изменений в это время представляются наиболее интересными в связи с наблюдаемым потеплением климата. Именно детальный анализ климатических особенностей регионов, изучение ответной реакции природных систем на изменение климата на основе репрезентативных наблюдений позволяют внести определенный вклад в решение проблем изменения климата.

Для статистического анализа климатического режима Онежского озера и его бассейна были использованы данные наблюдений на метеорологических станциях Северо-Западного территориального управления по гидрометеорологии и мониторингу окружающей среды, расположенных на водосборе Онежского озера, за период 1950-2004 гг. Для расчета годовых значений средней по водосбору Онежского озера температуры воздуха в качестве расчетного использован метод тяготеющих площадей (полигонов Тиссена).

Климатические условия района Онежского озера определяются интенсивным, преобладающим в течение всего года западным переносом воздушных масс, малым количеством поступающей солнечной радиации и особенностями рельефа местности. Климат региона можно охарактеризовать как переходный от морского к континентальному, по условиям образования он принадлежит к атлантико-арктической зоне умеренного пояса. Морской воздух с Атлантики обуславливает высокую относительную влажность воздуха во все сезоны года (70-90%). Число дней с относительной влажностью менее 30 % составляет всего 3-9 дней за год. Территория района избыточно увлажнена. За год выпадает около 650-750 мм осадков. Число дней в году с осадками для акватории Онежского озера достигает 180-190. В течение года в этой части Карелии преобладают ветры южной четверти со средней скоростью 3-4 м/с. В летнее время в прибрежной зоне Онежского озера создаются условия для возникновения местной циркуляции воздуха, которая является в виде бризовых ветров. Бризы распространяются на расстояние до 20 км вглубь побережья и на 3-10 км над озером.

Среднегодовая температура воздуха составляет 2,0-2,5^oC, средняя температура июля +15,5-16,5^oC, января -11,0...-12,0^oC. На островах Онежского озера февраль холоднее января примерно на 1^oC. В весенне-летний период (апрель-июль) наиболее низкие температуры воздуха наблюдаются над центром озера, в сентябре-декабре, напротив, над этой частью территории удерживаются самые высокие температуры. Безморозный период на островах в среднем длится 135 дней, в то время как на берегу он равен 105 дням в Пудожье и 126 дням за год в Петрозаводске.

Региональные изменения приземной температуры воздуха в течение XX века в исследуемом районе в целом отражают положительные тенденции изменения глобальной температуры. В среднем по Карелии общая тенденция изменения температуры приземного слоя воздуха составляет + 0,2^oC за 100 лет (1901-2000 гг.) и

+ 0.6°C за 50 лет (1951-2000 гг.). Наблюдаемое потепление весьма неоднородно в пространстве. Если для центральных и южных районов республики темпы роста температуры совпадают, а иногда и превышают глобальные, то в районе Карельского побережья Белого моря, в северных районах Карелии наблюдаются иные тенденции. Очень слабое повышение температуры воздуха (0,1°C/60 лет) отмечается в районе Колежмы, по данным остальных северных пунктов наблюдений (МС Зашеек, Лоухи) тренд изменения средней годовой температуры воздуха отрицателен.

В течение 20-го века значения средней годовой температуры воздуха для территории Карелии, в основном, не являются монотонно возрастающими: на смену потеплению 1930-х годов пришло похолодание 1960-70 гг., которое, в свою очередь, сменилось повышением температуры воздуха в конце 1980-х гг.

В районе водосбора Онежского озера средняя годовая температура воздуха повысилась на +0.9°C за 50 лет (в среднем по территории). Анализ изменений температуры воздуха по месяцам за 1951-2000 гг. позволил сделать вывод, что значимый по критерию Стьюдента на 95%-ном уровне положительный линейный тренд средней месячной температуры выявлен только в марте и составляет на разных станциях водосбора от 3.5 до 5.1°C за 50 лет. Аналогичные результаты были получены для г. Тарту (Эстония), где мартовское потепление составило 5°C за период 1951-2000 гг. (Сепп и др., 2003). Тенденции к потеплению наблюдаются с января по июнь. За те же годы, в летний период и значительную часть осеннего сезона изменения температуры разнонаправленны и малы по абсолютной величине (меньше 1.5 °C/50 лет). К ноябрю они сменяются тенденцией к похолоданию на 0.6 – 1.3 °C/50 лет на всей территории водосбора Онежского озера (рис.1).

Полученные результаты подтверждают вывод о максимальном потеплении за последние 40 лет XX века на северо-западе России во второй половине марта - начале апреля, сделанный в работе К.И. Кобак, Н.Ю. Кондрашевой и др. (1999). В.М. Мирвис (2002) также обращает внимание на то, что максимум статистически значимого увеличения температуры воздуха в Санкт-Петербурге приходится на конец марта - начало апреля.

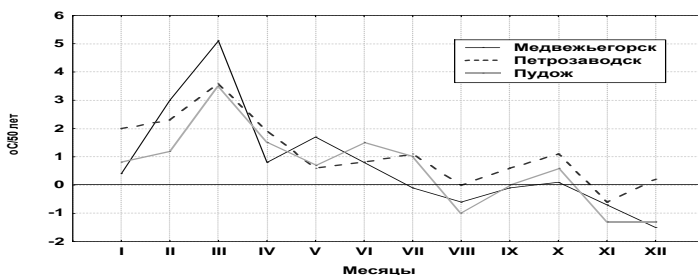


Рис. 1. Изменчивость (тренды) средней месячной температуры воздуха (°C/50 лет) за период 1951-2000 гг. по данным метеорологических станций, расположенных на территории водосбора Онежского озера.

По данным о среднесуточной температуре воздуха за 1951-1995 г. по МС Петрозаводск (Онежское озеро) были рассчитаны даты устойчивого перехода температуры воздуха через 0, 5 и 10°C как в сторону понижения, так и в сторону повышения температуры, т.е. были получены даты наступления климатических сезонов года. В результате сделан вывод, что к середине 1990-х годов на территории водосбора Онежского озера не произошло смещение дат наступления климатических сезонов года. Только дата перехода температуры воздуха через 0°C в сторону отрицательных температур сместилась с 1 на 4 ноября. Значительное мартовское потепление не повлияло на смещение средней многолетней даты наступления весеннего сезона – 7 апреля, - но выразилось в изменении климатической нормы среднемесячной температуры воздуха с -5,6 до -4,7. Дата начала летнего сезона в Петрозаводске – 28 мая и осеннего - 11 сентября. Аналогичные данные были получены эстонскими исследователями для района озера Чудского (Peipsi) за период с 1947 по 2000 гг. (Lake Vortsjarv, 2004). Статистически значимый тренд был выявлен только для даты начала ранней весны (дата вскрытия ледового покрова), для дат начала основных климатических сезонов года тенденции к изменению или отсутствовали, или были незначительны.

Для средних многолетних значений сумм накопленных положительных температур за теплый период года и отрицательных за холодный период, существенных различий с соответствующими данными за период 1931-1960 гг. выявлено не было.

Анализ изменений количества осадков в исследуемом районе за вторую половину XX века показал, что, несмотря на разнонаправленность линейных трендов месячных сумм осадков в течение года, наблюдается рост годовых сумм осадков на водосборе Онежского озера за указанный период (в среднем 45 мм/50 лет). Тенденция к увеличению количества осадков отмечается на всех станциях в период с октября по июнь. С июля по сентябрь тенденции разнонаправлены.

Приведенные выше результаты свидетельствуют о том, что характеристики климата водосбора подвержены значительным флуктуациям. Анализ основных тенденций в многолетних рядах данных о годовых температуре воздуха и суммах атмосферных осадков (средних по водосбору Онежского озера) выявил наличие положительных линейных трендов за период с 1951 по 2000 г. Увеличение количества осадков и рост годовой температуры воздуха в общем случае приводят к возрастанию суммарного испарения с территории. Следует отметить, что при значительной изменчивости указанных климатических характеристик положительные или отрицательные тренды в ряде измеренных значений суммарного речного притока в Онежское озеро за 50 лет (1951-2000 гг.) отсутствуют. Согласно оценкам, выполненным Н.Л. Бондарик (2004), при увеличении температуры воздуха на 1°C речной сток Карелии может остаться неизменным при условии увеличения годовой суммы осадков приблизительно на 3%, а в случае потепления на 2 °C – при увеличении их примерно на 6 %.

Изменение термического режима в исследуемом районе проявляется в увеличении продолжительности безледоставного периода на крупнейших озерах Карелии – Ладожском и Онежском.

Анализ данных о датах начала и окончания ледостава на Онежском озере за период с 1884 по 2000 год показал, что к концу XX века число дней, когда озеро свободно от ледяного покрова возросло в среднем с 217 до 225 дней (рис.2). Про-

пуск данных за 1941-1944 гг. объясняется отсутствием наблюдений во время оккупации города во время Великой Отечественной войны.

Увеличение продолжительности безледоставного периода для Петрозаводской губы Онежского озера произошло из-за весеннего смещения дат вскрытия ледового покрова на 8 дней раньше. При этом дисперсия ряда к концу рассматриваемого периода увеличилась.

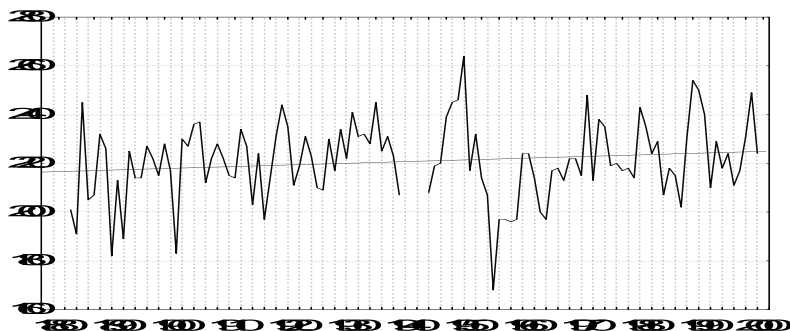


Рис. 2. Изменение продолжительности безледоставного периода (в днях) на Онежском озере (Петрозаводская губа) за 1884-2000 гг.

Аналогичные результаты были получены для озер, расположенных на территории Финляндии (Korhonen J., 2005): смещение дат вскрытия ледового покрова для почти 80 пунктов наблюдения на малых озерах составило 6-10 дней; тренды в рядах наблюдений за датами замерзания или были малы по значению и статистически незначимы, или отсутствовали, как в рассмотренном нами ряде дат для Петрозаводской губы Онежского озера.

Сроки наступления ледовых фаз, особенно вскрытие, имеют большое практическое значение, поскольку сроками очищения акватории озера ото льда определяется начало судоходства. При анализе сроков наступления фаз зимнего режима Онежского озера следует учитывать, что посты расположены преимущественно в губах и заливах, имеющих различную связь с центральным плесом водоема, иной характер береговой линии, глубины, грунты, притоки и т.д. В связи с этим по данным береговых пунктов нельзя судить о сроках наступления или прекращения ледовых явлений по всей акватории водоема. Ледяной покров в различных частях озера появляется в разное время, при этом процесс льдообразования происходит по зонам от берега к центру озера. Появление льда на акватории озера начинается в среднем в период со второй декады ноября (Вознесенье, Павликовская) до середины декабря (Маячный, Василисин) после устойчивого перехода температуры воды через $0,2^{\circ}\text{C}$ в сторону отрицательных значений и охлаждения верхнего слоя воды до температуры замерзания. В отдельные годы осенние ледовые явления наблюдаются уже во второй половине октября (1945, 1946, 1959, 1968 гг.).

При достижении суммы отрицательных температур воздуха $280-450^{\circ}\text{C}$ в зависимости от интенсивности процесса охлаждения воздуха и волнения происходит

замерзание всей акватории озера (рис.3). Для сравнения – Ладожское озеро замерзает полностью при сумме отрицательных температур воздуха 700 °С (Догановский и др., 2000). В отдельные годы (например, 1960-1961 гг.) сплошной ледовый покров на Онежском озере не образуется, обширные полыньи в течение всей зимы отмечаются южнее о. Маячный и в Большом Онего. Наибольшая толщина однолетнего белого льда достигает одного метра (104 см в районе д. Лонгасы в третьей декаде апреля 1956 г.).

Начальная фаза вскрытия акватории озера отмечается в первой декаде мая (в районе пгт. Вознесенье – в третьей декаде апреля), позже всего – к середине мая – начинается процесс разрушения ледяного покрова в узких заливах и шхерах. Сумма положительных температур воздуха, необходимых для начала процесса вскрытия озера составляет 50-80°С (рис.3). Период весеннего дрейфа льда продолжается в среднем 2-12 суток. В отдельные годы дрейфующие ледяные поля наблюдались в течение 39 (пгт. Вознесенье, 1969 г.) и 40-42 дней (о-ва Маячный и Василисин в 1961, 1975 гг.).

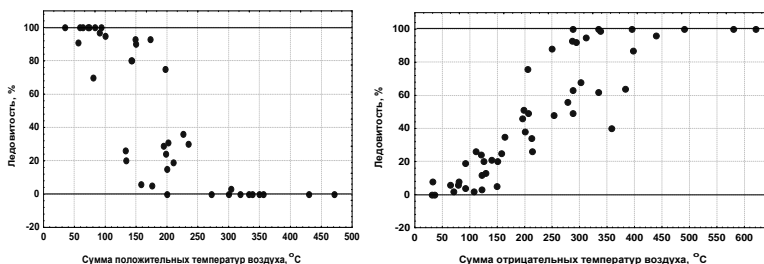


Рис. 3. Зависимость ледовитости акватории Онежского озера от суммы положительных и отрицательных температур воздуха в период вскрытия (1) и установления (2) ледостава (1972-1987 гг.) [по данным Ю.А. Сало, ИВПС КарНЦ РАН].

При достижении суммы положительных температур 200-250 °С акватория озера полностью очищается ото льда. Средние сроки полного очищения озера от остатков ледяных полей соответствуют второй, а в районе шхер и в южной части озера – третьей декаде мая.

По данным более продолжительных наблюдений за ледяным покровом на реке Кемийоки (Финляндия), проводившихся с 1693 по 1993 год, дата среднего многолетнего вскрытия реки изменилась с 22 мая на 10 мая. (Hiltunen T., 1984). По данным К.Я. Кондратьева (2004) с конца 1960-х годов наблюдается сокращение примерно на 2 недели ежегодной продолжительности покрытия ледяным покровом озер и рек в средних и высоких широтах Северного полушария и уменьшение протяженности снежного покрова, составившее около 10%. По данным наблюдений на Великих озерах Северной Америки показано, что ледяной покров стал примерно на 20 см тоньше за последние 20 лет (Mortsch, Quinn, 1996).

Далее было рассмотрено влияние среднемесячной температуры воздуха в весенние и осенние месяцы года на время вскрытия и установления ледового покрова на Онежском озере. Использовались данные наблюдений метеорологической станции Петрозаводск и сведения о датах начала разрушения ($D_{\text{разр}}$) и установле-

ния ($D_{уст}$) ледового покрова на Онежском озере за 1955-1990 годы. $D_{разр}$ определялись как число дней после 1 апреля, $D_{уст}$ – после 1 ноября. В результате анализа полученных данных (Табл.1) были сделаны следующие выводы. Температура апреля объясняет 32% дисперсии ряда времени начала разрушения ледостава (коэффициент корреляции -0,57), в то время, как температура марта и мая, имеющие меньшие коэффициент корреляции с датами вскрытия озера, объясняют лишь 12 и 18 % дисперсии, соответственно. Такие же результаты были получены J.C. Yoo и P. D'Odorico (2002) для небольших озер Каллавеси и Насиярви в Финляндии, которые установили, что корреляция между датами начала разрушения ледостава и среднемесячной температурой воздуха апреля-мая наиболее значима ($r = 0,70-0,79$).

Табл. 1 Коэффициенты корреляции между датами начала разрушения, установления ледового покрова на Онежском озере и средней месячной температурой воздуха.

	T_{III}	T_{IV}	T_V
$D_{разр}$	-0,34	-0,57	-0,43
	T_X	T_{XI}	T_{XII}
$D_{уст}$	0,07	0,15	0,63

Таким образом, если наблюдаемое во второй половине XX века в Карелии повышение температуры воздуха весенних месяцев будет развиваться и далее, продолжительность периода времени, когда озеро покрыто льдом может сократиться еще значительно из-за весеннего смещения дат вскрытия ледового покрова.

На время установления ледостава на Онежском озере (табл. 1) наибольшее влияние оказывает декабрьская температура воздуха ($r = 0,63$). Влияние температуры воздуха других месяцев весьма незначительно.

К настоящему времени тенденции изменения декабрьских температур отрицательны за последние 50 лет, изменение дат установления ледового покрова на Онежском озере не отмечено.

Изменение климата, возможное его потепление как за счет антропогенного накопления парниковых газов, так и при естественных его флуктуациях приводит к изменениям водных и наземных экосистем. Повышение температуры воздуха приведет к сокращению площади льдов, что уменьшит альбедо подстилающей поверхности и увеличит количество поглощенной коротковолновой радиации, будет способствовать дополнительному росту температуры и дальнейшему разрушению ледяного покрова. Уменьшение площади ледяного покрова приведет к перестройке поля температуры приземного слоя воздуха, что повлияет на биоту. При увеличении температуры воздуха повысится температура воды озер. Сокращение периода ледостава на водоемах будет способствовать повышению температуры воды, более интенсивному перемешиванию водных масс озер, утоньшению при этом холодного придонного слоя (гиполимниона) и как результат - к обеднению вод озер кислородом. Период стратификации возрастет. При таком развитии возможны и серьезные изменения гидродинамики крупнейших озер Европы.

Литература

1. Бондарик Н.Л. Прогноз годового стока с водосборов Карелии при различных сценариях антропогенного воздействия // Климат Карелии: Изменчивость и влияние на водные объекты и водосборы. – Петрозаводск: КарНЦ РАН, 2004. – С. 101-114.
220. Догановский А.М., Мякишева Н.В. Ледовый режим Ладожского озера // Ладожское озеро. Мониторинг, исследование современного состояния и проблемы управления Ладожским озером и другими большими озерами. - Петрозаводск, КарНЦ РАН, 2000. - С. 365-372.
221. Климат Сортавалы. / Под ред. Ц.А. Швер и Л.С. Раковой. - Л., 1988. - 117 с.
222. Климат Петрозаводска. / Под ред. Ц.А. Швер. - Л., 1982. - 212 с.
223. Кобак К.И., Кондрашева Н.Ю., Лугина К.М., Торопова А.А., Турчинович И.Е.. Анализ многолетних метеорологических наблюдений в Северо-Западном регионе России // Метеорология и гидрология, № 1, 1999. - С. 30-38.
224. Кондратьев К.Я. Неопределенности данных наблюдений и численного моделирования климата // Метеорология и гидрология. 2004. № 4. - С. 93-119.
225. Мирвис В.М. Закономерности изменения режима температуры воздуха на территории России в последнее столетие // Изменения климата и их последствия. - С-Пб, 2002. «Наука». - С.105-117.
226. Романов А.А. О климате Карелии / А.А. Романов. - Петрозаводск, 1961. - 139.
227. Сепп М., Джоагус Д. Причины увеличения температуры воздуха в Тарту в марте // Всемирная конференция по изменению климата. Тезисы докладов.- М., 2003. - С. 480.
228. Филатов Н.Н. Изменения климата Восточной Фенноскандии - Петрозаводск, КарНЦ РАН, 1997. - 147 с.
229. Hiltunen T. What do hydrological time series tell about climate changes // Publ. of the Water and Environmental Institute. Helsinki, 1984.
230. Korhonen J. Long-term changes in the ice regime of Finnish lakes and rivers // Northern research basins. 15th International Symposium and Workshop . 29 Aug.-2 Sep. 2005. Sweden, 2005.- Pp. 91-100.
231. Lake Vortsjarv / ed. J. Haberman, E. Pihu, A. Raukas. – Estonian Encyclopaedia Publishers, Tallinn, 2004.- 464 p.
232. Mortsch L., Quinn F. Climate change scenarios for Great Lakes Basin ecosystem studies. Limnol. Oceanogr. Vol. 41. No.5, 1996. - pp. 903 - 911.
233. Yoo Jae Chang, D'Odorico P. Trends and fluctuation the dates of ice break-up of lakes and rivers in the Northern Europe: the effect of the North Atlantic Oscillations // J. of Hydrology 268. 2002. - Pp. 100-112.

ГЕНЕРАЦИЯ И РАЗВИТИЕ ВЕТРОВЫХ ВОЛН

Нивина Т.А.

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

Рассматривается возникновение и развитие волн в ветровом потоке. Изучен механизм генерации и усиления ветровых волн при помощи когерентных структур, возникающих на поверхности раздела вода-воздух. Приведено распределение характеристик волны вдоль по потоку. Рассмотрены основные факторы, влияющие на изменение амплитуды в зависимости от развития волны. Рассчитано распределение давления вдоль волны. На основе полученного давления рассчитано увеличение амплитуды волны со временем. Расчетное значение близко экспериментальному значению в начальной области разгона.

Введение

Наиболее распространенным видом движения воды в морях и океанах являются волны, которые оказывают существенное влияние на оптические, акустические, тепловые и другие физические явления. Поэтому исследования морского волнения представляют большой интерес для физики моря в целом. Исследования механизма генерации волн на поверхности воды в историческом масштабе начались не очень давно. Ветер, дующий над водной поверхностью, генерирует волны и поверхностные течения. В [1] высказано предположение, что нормальное давление является более важным параметром при формировании длинных волн, тогда как тангенциальное давление более значимо в создании поверхностных течений. Многие работы показывают, что генерация волн происходит вследствие отрыва микроскопических вихрей, возникающих на поверхности воды. Возникают короткие волны с параллельными гребнями. Пока скорость воздушного потока выше фазовой скорости волн, амплитуда и фазовая скорость волн растут. Усиление волн связывается с неравномерным распределением давления вдоль волны, на которое большое влияние имеет разность дрейфовой скорости воды и скорости воздуха над поверхностью.

В воздушном потоке над волнами на наветренном склоне волны поток ускоряется, а на переднем – замедляется. В [2] экспериментально обнаружен регулярный отрыв вихрей на переднем склоне волны. В [3] экспериментально показано, что в тормозящихся вдоль по течению стационарных потоках жидкости происходит периодическая остановка вязкого слоя на границе раздела сред. Торможение слоя происходит за счет силы трения на нижней границе слоя и обратного градиента давления на его верхней границе. В процессе торможения слоя формируются вихри, покидающие придонный слой после его остановки.

Аппаратура и методика

Процесс генерации и усиления волн исследован экспериментально в прозрачном канале длиной 3.5 м, высотой 40 см, шириной 20 см. Высота воздушного канала над водой – 10 см. Исследование проводилось с помощью видеозаписи процесса. Скорость течения в воде измерялась по перемещению частиц нейтральной плавучести от кадра к кадру, скорость волн – по перемещению гребней. Скорость воздушного потока определялась с помощью анемометров со следующими чувствительными элементами: вертушкой и термосопротивлением. Доверительный интервал определения скорости воздуха, измеренный в области максимальной дисперсии, для вероятности 0,67 составлял 0,1 см·с⁻¹. Доверительный интервал средних значений считался по формуле

$$\varepsilon_{\beta} = \sqrt{\frac{2}{n-1}} t_{\beta} \sigma \quad (1)$$

где n - число измерений, $t_{\beta} = 1$ - коэффициент Стьюдента для доверительной вероятности $\beta = 0,67$.

Генерация волн

В [3, 4] экспериментально показано, что на поверхности воды под действием горизонтального замедляющегося потока воздуха возникает монохроматическая волна. Генерация происходит при периодическом отрыве цилиндрических вихрей с горизонтальной поперечной осью. Вихри расположены на одинаковом расстоянии вдоль продольной оси x и вылетают одновременно, создавая периодический перепад давления в точках вылета. Длина и период волны равны расстоянию между вихрями s и периоду отрыва T соответственно [3]:

$$s = Tu_s - \frac{\delta}{2C_f} \ln\left(1 + u_s^2 \frac{C_f}{u_{\delta} |u_x^{\delta}| \delta}\right) \quad (2)$$

$$T = \left(\frac{\delta}{u_{\delta} |u_x^{\delta}| C_f}\right)^{1/2} \arctg\left(u_s \sqrt{\frac{C_f}{u_{\delta} |u_x^{\delta}| \delta}}\right), \quad u_x^{\delta} = \left.\frac{\partial u}{\partial x}\right|_{y=\delta}, \quad u_{\delta} = 5u_s \quad (3)$$

Здесь y - вертикальная координата, u_s - средняя скорость на приводной линии тока, u_{δ} - скорость потока на верхней границе придонного слоя толщиной δ , с линейным вертикальным профилем скорости, C_f - коэффициент трения скольжения. Коэффициент трения воздуха по поверхности воды численно равен кинематической вязкости воды при 20°C $C_f = 0.005$.

Для того чтобы еще раз проверить эту гипотезу, по формулам (2-3) были рассчитаны период отрыва вихрей и расстояние между точками отрыва вихрей, которые должны соответствовать периоду и длине волны в экспериментах. Данные представлены в таблице 1.

N	u_s (см/с)	u_x^{δ} (с ⁻¹)	T (с)	s (см)	λ (см)	C (см/с)
1	50	-0,75	0,20	5,66	5-6	30-32
2	43	-1,1	0,15	3,51	3-4	25-27

Табл. 1: Данные экспериментов. N - номер эксперимента; u_s - начальная скорость ветра над поверхностью; u_x^{δ} - горизонтальный градиент скорости ветра; T , s - период и расстояние между вихрями, рассчитанные по формулам (2-3); λ , C - длина и фазовая скорость волны, полученные в эксперименте.

Как мы видим в таблице, значения длин волн и расстояния между точками отрыва вихрей совпадают. Если, используя значение периода отрыва вихрей, рассчитать вероятную скорость возникающих волн, то получим, с большой точностью, значения, полученные в эксперименте для фазовой скорости волн. Следовательно, данные формулы (2-3) можно использовать для дальнейших расчетов при определении периода отрыва вихрей и расстояния между ними в зоне замедления воздушного потока, что понадобится для построения математической модели от-

рыва вихрей на подветренном склоне волны для расчета роста ее амплитуды и скорости.

Развитие ветровых волн.

Поток импульса, поступающий от ветра к воде, тратится на формирование дрейфового течения, на рост волн и на преодоление силы трения о стенки [5]. В настоящем эксперименте исследован рост волн на начальном участке ветрового канала.

Скорость волны определялась по видеозаписи, сделанной видеокамерой, расположенной на уровне поверхности воды. По перемещению гребней на кадрах была рассчитана фазовая скорость волн. Зависимость скорости волны от разгона (расстояния до источника) представлена на Рис. 1.



Рис. 1. Зависимость фазовой скорости волны от разгона. Здесь и далее отрезками показаны доверительные интервалы, рассчитанные в области максимальной дисперсии, с вероятностью 0,67.

Дисперсионное соотношение для линейных волн на поверхности слоя воды конечной глубины рассчитывается по следующей формуле:

$$C = \frac{\omega}{k} = \sqrt{\frac{g}{k} \operatorname{th} kh} \quad (4)$$

График дисперсионного соотношения для глубины $h=30$ см, которая была в эксперименте, представлен на Рис. 2 сплошной линией. На том же графике точками отмечены значения фазовой скорости волны, полученные нами в эксперименте. Число, указанное рядом с некоторыми точками, соответствует расстоянию от точки измерения до начала канала.

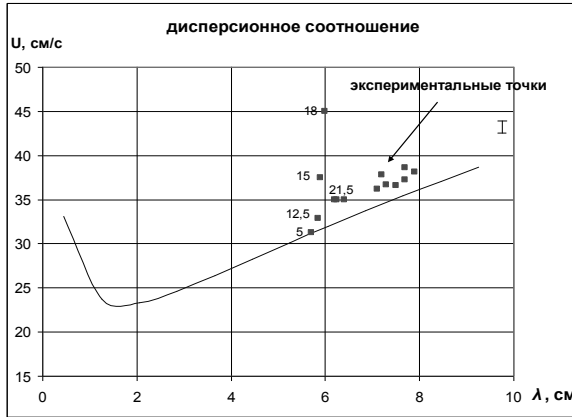


Рис. 2. График дисперсионного соотношения для глубины 30 см. и экспериментальные точки. Числа рядом с точками соответствуют расстоянию от точки измерения до источника в см.

Графики зависимости амплитуды, длины и крутизны волны от разгона представлены на Рис. 3,4.

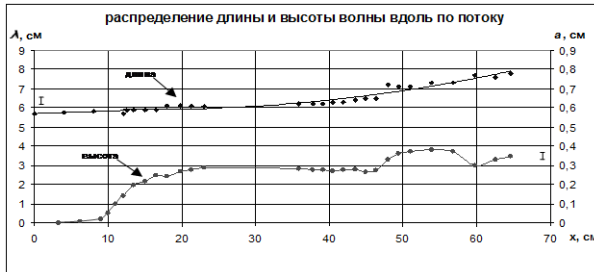


Рис. 3. Зависимость длины и высоты волны от разгона.

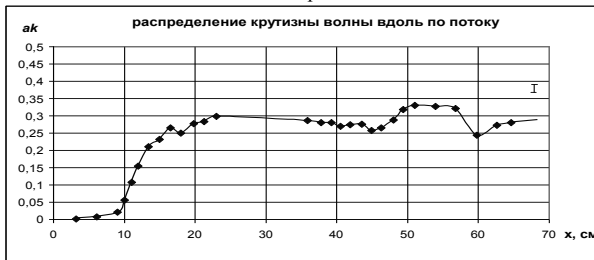


Рис. 4. Зависимость крутизны волны от разгона.

Рассмотрим особенности распределения характеристик волны вдоль по потоку. Длина волны постепенно увеличивается, а фазовая скорость, амплитуда и кру-

тизна претерпевают резкие изменения в зависимости от появления новых волновых явлений в развитии волны. Можно выделить несколько фаз развития волны:

1. *Область линейного роста характеристик волны (до $x=8$ см).*

В области от входа в канал до $x=8$ см фазовая скорость волны удовлетворяет линейному дисперсионному соотношению (4), приведенному на рис. 2. Рост амплитуды волны можно рассчитать с помощью аналитического решения линейной задачи.

2. *Нелинейный рост всех характеристик ($x=8-16$ см).*

Быстрый рост фазовой скорости, появляется резкое отличие от решения линейной задачи. Крутизна волны достигает значение 0,27.

3. *Появление и развитие второй гармоники ($x=16-57$ см).*

На этой стадии развития волн он отстает от гребня основной волны вследствие преобладания дисперсии, что приводит к искажению водной поверхности и изменению распределения скорости на гребнях основной волны. Скорость гребня второй гармоники точно соответствует линейному дисперсионному соотношению (Рис. 2). Наблюдается резкое понижение фазовой скорости, и небольшое замедление в росте крутизны и амплитуды. вторая гармоника развивается, ее амплитуда становится больше, растет крутизна волны. Наблюдается замедление роста всех характеристик. При достижении определенной крутизны и скорости гребнем второй гармоники, эффект нелинейности начинает превышать влияние дисперсии. Если волны имеют одну и ту же фазовую скорость (нет дисперсии) происходит искажение формы волны. Передний склон волны становится более крутым по сравнению с задним склоном. Вновь начинается рост амплитуды и крутизны волны. Фазовая скорость за все это время практически не изменяется.

4. *Появление капиллярных волн ($x=57$ см).*

По мере увеличения разгона, происходит дальнейшее увеличение крутизны заветренного склона, что приводит к появлению капиллярных волн. Наблюдается резкое уменьшение амплитуды и крутизны волны.

По данным, полученным в **Ошибка! Источник ссылки не найден.**, образование цилиндрических вихрей над заветренным склоном ветровых волн в области торможения воздушного потока приводит к генерации капиллярных волн в области, где крутизна волны достаточно большая. Длина волны соответствует расстоянию между точками отрыва вихрей, период волны – периоду отрыва вихрей.

Усиление волн.

В [7] подробно описан процесс усиления волн. Вихри начинают сворачиваться у поверхности раздела, в придонном слое потока толщиной δ , в котором осредненная по времени скорость является линейной функцией вертикальной координаты y : $u=u_0+cy$ одновременно с началом торможения вязкого слоя потока. Радиус вихря $R=\delta/3$, расстояние между соседними вихрями и период отрыва вихрей определяются выражениями (2-3). При формировании и движении вихрей на заветренном склоне появляется добавочный вклад в распределение давления. Вычислить распределение давления вдоль волны можно, если одновременно измерить скорость воздуха и воды вдоль ветровой волны у границы раздела сред. Был проведен эксперимент, в ходе которого были получены все необходимые данные. Они позволяют оценить распределение стационарной составляющей давления воздуха вдоль поверхности волны. Давление p будет определяться интегралом Коши-

Лагранжа для потенциального потока воздуха с вертикальным сдвигом скорости $u(x, t) = u_s(t) + \chi y$, имеющего начальную скорость $u_s(t)$, в вязком приводном δ -слое, при наличии цилиндрических вихрей, горизонтальная ось которых перпендикулярна направлению потока **Ошибка! Источник ссылки не найден.**8-10]:

$$p = -\rho_a \left[\varphi_t + (\dot{u}_0 x) + \frac{1}{2} \left((u_s - u_{dr})^2 + (|\nabla \varphi|^2) \right) - \chi \psi + gy \right], \quad (5)$$

где φ – потенциал скорости возмущений, ρ_a – плотность воздуха, ψ – функция тока возмущений. В соответствии с полученными данными давление воздуха будет существенно меняться вдоль поверхности волны. На наветренном склоне дрейфовая скорость воды и скорость ветра совпадают, так как существует трение между ветром и верхним слоем воды. На переднем склоне скорость ветра резко возрастает. Это связано с отрывом вихрей и ослаблением трения между ветром и водой. На этом склоне давление будет иметь минимум.

Распределение суммарной величины возмущения давления вихрями и фоновым потоком вдоль поверхности волны приведено на Рис. 5. Минимум давления приходится на передний склон волны.

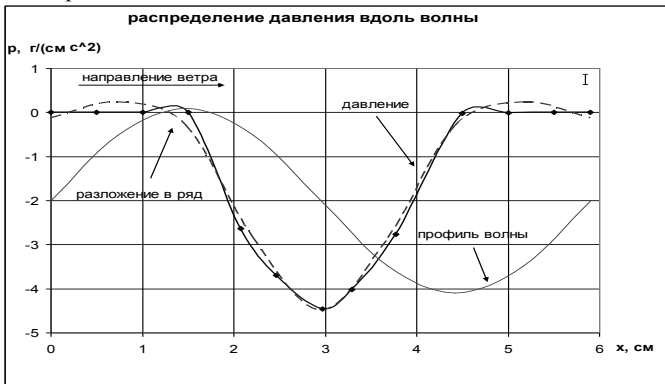


Рис. 5. Распределение давления вдоль волны. Сплошная линия – распределения давления. Штриховая линия – разложение давления в ряд по (6).

Если разложить полученную функцию $p(x, t)$ в ряд, то фаза этой функции оказывается сдвинутой относительно фазы волны на $\pi/2$. Установившееся движение при таком распределении давления впервые рассмотрел Ламб [10]. Нестационарную задачу усиления волн в линейной постановке решил Филлипс [11]. Для нелинейных волн малой крутизны $ak < 0.2$ задача решена в [12]. Следуя [12], функция $p(x, t)$ на границе раздела раскладывается в ряд:

$$p = p_0 + p_1 \cos(kx - \Omega t) + p_2 \cos 2(kx - \Omega t) \quad (6)$$

Для волн на глубокой воде для резонансного случая, когда длина волны совпадает с длиной волны возмущения давления, при равенстве частот

$$\Omega = \omega = kc = \sqrt{gk} \quad (7)$$

в [12]. получено отклонение свободной поверхности (линейная задача):

$$\eta(x,t) = -\frac{p_1 k}{2\rho_w \Omega^2} \sin kx \sin \Omega t + \frac{p_1 \Omega}{2\rho_w g} t \sin(kx - \Omega t) + \\ + \frac{p_2 k}{\rho_w \omega_{2k}} \left[\frac{\cos(2kx + \omega_{2k} t)}{\omega_{2k} + 2\Omega} + \frac{\cos(2kx - \omega_{2k} t)}{\omega_{2k} - 2\Omega} \right] - \frac{2p_2 k}{\rho_w (\omega_{2k}^2 - 4\Omega^2)} \cos 2(kx - \Omega t) \quad (8)$$

где $\omega_{2k} = \sqrt{2gk}$. В качестве начальных условий принято нулевое отклонение поверхности воды.

Для того чтобы сравнить эту теорию с результатами нашего эксперимента, было получено распределение давления вдоль волны и разложено в ряд по (6). Это разложение показано штриховой линией на Рис. 5. Коэффициенты: $p_0 = -1,3$ г/(см c^2), $p_1 = 2,178$ г/(см c^2), $p_2 = -1$ г/(см c^2). Эти значения мы используем далее в расчетах.

На Рис. 6 сплошной линией показана амплитуда волны в зависимости от разгона (расстояния от точки измерения до источника), рассчитанная по (8) и экспериментальные точки, полученные нами в эксперименте. Амплитуда волны растет линейно со временем.

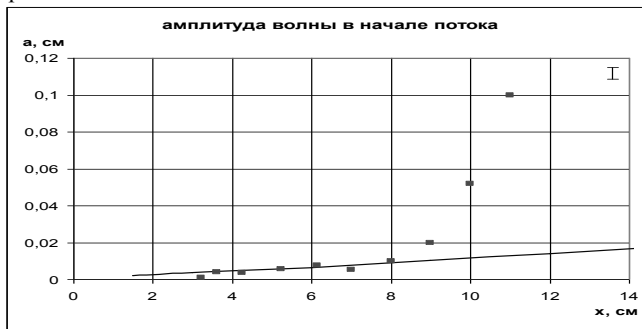


Рис. 6. Распределение амплитуды волны вдоль по потоку. Сплошной линией показано решение линейной задачи (8), точки – экспериментальные значения, полученные в эксперименте.

Расчетное значение близко экспериментальному значению в начальной области разгона. Но при увеличении кругизны волны возникает сильно отличие амплитуды волны от расчетного давления, это связано с появлением нелинейных волн. Теоретически рассчитать рост амплитуды при нелинейных волнах, используя перепад давления, невозможно.

Литература

1. X. Zhang, S. Harrison. A laboratory observation of the surface temperature and velocity distributions on a wavy and windy air-water interface // PHYSICS OF FLUIDS January 2004, Volume 16, Number 1.

2. *Giovangeli J.P., Garat M.H. The influence of air flow separation on air sea interaction.* //In "The air-sea interface". Eds. by Donelan M. A., Hui W.H., Plant W.J. The University of Toronto Press, Toronto. 1996. P. 41-45.
3. *Волков П.Ю., Мартынов С.Л., Мельникова О.Н. и др.* Оценка деформации поверхностей воды и песка в ветровом канале. //Изв. АН. Физика атмосферы и океана. 2001. Т.37. № 6. С. 834-841.
4. *К.В. Достовалова, О.Н. Мельникова.* Образование цилиндрических вихрей в приводном слое потока воздуха. //Известия РАН. Серия физическая. 1998. Т.62. №12. С. 2387-2392.
5. *Анисимова Е.П., Показеев К.В., Соболева Н.И., Сперанская А.А.* Перераспределение энергии между волнами и течением на начальной стадии генерации ветровых волн // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 1999. №3. С. 51-54.
6. *Еречнев Д.А., Еречнева К.В., Жмур В.В., Мельникова О.Н.* Влияние когерентных структур на турбулентное трение в тормозящихся потоках воды и воздуха // Изв. РАН, Физика Атмосферы и Океана. 2003. Т. 39. №1. С. 26-35.
7. *Иванова И.Н., Мартынов С.Л., Мельникова О.Н., Нивина Т.А., Показеев К.В.* Экспериментальное исследование усиления волн ветром // Изв. РАН. Серия физическая. 2004. Т. 68. №12. С.1759-1765.
8. *Жмур В.В.* Дисквая модель мезомасштабного вихря в потоке со сдвигом скорости // Океанология. 1988. Вып.5. С. 709-714
9. *Бутов С.А., Волков П.Ю., Достовалова К.В., Жмур В.В., Мельникова О.Н.* Влияние продольного градиента скорости потока на движение вихрей у границы раздела сред. // Изв. АН. Физика атмосферы и океана. 2002, Т. 38. № 1. С.109-118.
10. *Ламб Г.* Гидродинамика. М.-Л.: ОГИЗ ГОСТЕХИЗДАТ. 1947. С.498-500.
11. *Fillips O. M.* On the generation of waves by turbulent winds. //J. Fluid Mech. 2. P. 417-445.
12. *Houry M., Kharif C., Giovanangeli J.P.* Generation of gravity waves by a vortex street in air// in The air-sea interface. Eds. by Donelan M. A., Hui W.H., Plant W.J., The University of Toronto Press. Toronto. 1996. P. 83-90.

КРАТКИЙ ОБЗОР И АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗУЧЕНИЯ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ОСАДОЧНЫХ ПОРОД МОРСКОГО ДНА

Петрунин Г.И., Попов В.Г.

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

Измерения плотности теплового потока на больших акваториях являются, наряду с измерениями в глубоких скважинах, одним из основных источников информации о глубинном потоке тепла. Действительно, температура придонных слоев грунта при значительных глубинах воды практически не меняется со временем и не испытывает влияния суточных, годовых и иных вариаций, что позволяет про-

изводить в осадках морского (океанического) дна измерения неискаженного градиента температуры.

С фундаментальной точки зрения изучение интенсивности теплопереноса на границе литосфера – гидросфера имеет важнейшее значение для понимания особенностей формирования и эволюции океанической коры. Геотермальная активность морского дна, в целом, и тонкая структура океанического теплового потока несут богатую информацию о характере и направленности геопроцессов в коре и верхней мантии. В практических целях такие исследования необходимы для решения задач разведки и использования полезных ископаемых (нефть, газ, газогидраты, полиметаллические конкреции, термальные воды), а также экологических проблем.

Методика измерения кондуктивного теплового потока (q) через дно океана базируется на уравнении Фурье:

$$q = -\lambda \text{ grad}T \quad (1)$$

где λ – теплопроводность слоя осадков на базе измерения температурного градиента. Именно необходимость знания теплопроводности осадков для расчета теплового потока и стимулировала развитие техники и методики измерения теплопроводности донных осадков. Наибольшее распространение получил метод игольчатого зонда, легко проникающего в осадки, менее всего нарушающего их структуру и позволяющий проводить измерения как «in situ», так и в пробах, отобранных грунтовыми трубками (пробоотборниками), либо на борту судна, либо лабораториях научных учреждений [1-3]. Не имея возможности подробно останавливаться на технических и методических вопросах, отметим, что первые работы в этом направлении были выполнены во второй половине XX века и связаны с именами таких известных геофизиков как Фон Герцен и Максвелл [1], Ратклифф [4], Буллард [5], Ли [6].

За период с момента публикации в 1952 году первых удовлетворительных измерений теплового потока [7] число выполненных измерений исчисляется в настоящее время десятками тысяч и остро встает вопрос надежности, используемого при геофизической интерпретации полученного материала.

Первая попытка анализа банка данных по теплопроводности донных осадочных пород была предпринята в 1965 году [6], где авторы, на основании результатов исследования 586 образцов сделали вывод о слабой изменчивости этого параметра. Они оценили среднее значение кондуктивной теплопроводности донных отложений величиной 0.83 Вт/м·К со стандартным отклонением 0.09 Вт/м·К, то есть чуть более 10%. Однако, с ростом числа измерений теплового потока, расширением площадей исследуемых акваторий (океаны, моря, озера), увеличением числа научных коллективов, работающих в этой области, а следовательно, и с увеличением многообразия методических и инструментальных подходов к определению теплопроводности донных осадков, ситуация резко меняется. Диапазон публикуемых значений теплопроводности резко возрастает, что, безусловно, вызвано рядом объективных причин (глубина погружения зонда, возраст осадков, отличия в условиях осадкообразования для изучаемых регионов), так и субъективными причинами, связанными с различной степенью точности получаемых результатов, обусловленной различиями в технико-методическом обеспечении проведения экспериментов.

В 1960 году Ратклифф, используя метод стационарного теплового потока, проводит серию лабораторных прецизионных исследований водонасыщенных осадков в широком диапазоне содержания влаги и приходит к выводу, что влажность является определяющим параметром в кондуктивной теплопроводности донных осадков, по крайней мере, в первом десятке метров под дном океана (моря, озера). Он предлагает номограммы для оценки теплопроводности в зависимости от процентного содержания воды при атмосферном давлении и температуре 4°C , с точностью $\sim 10\%$, дополнив их рекомендациями коррекции данных на термодинамические условия залегания осадков [4]. По данным Ратклиффа, теплопроводность водонасыщенных осадков в интервале изменения влажности $30 \div 80\%$ может меняться на $75 \div 90\%$ по абсолютной величине, что часто наблюдается уже в процессе измерения «*in situ*» на первых нескольких метрах под поверхностью раздела вода – осадок.

Работа Ратклиффа, безусловно, была существенным вкладом в изучение интенсивности кондуктивного теплопереноса в минеральных дисперсных средах, которыми являются донные осадки, но по объему исследованного материала она явно не исчерпала оценок возможного влияния не только минерального состава, но и других факторов на величину теплопроводности осадков, среди которых наиболее важным являются структурно-текстурные (размер и форма зерен, их ориентация). С одной стороны, полученная Ратклиффом зависимость дала возможность контролировать явные ошибки в экспериментальных данных, получаемых как в лабораторных условиях, так и «*in situ*», а с другой – стимулировала применение вместо прямых измерений удобного, простого, но грубого метода оценки теплопроводности по влажности при определении теплового потока. Ясно, что такой подход еще более усложнил ситуацию с выбором достоверных результатов по тепловому потоку из общего банка данных при проведении необходимых обобщений.

В объемном обзоре измерений теплового потока через дно акваторий Р. Хенеля [8] содержится определенная критика надежности весового метода оценки теплопроводности по относительной влажности. При этом автор ссылается на сравнение данных прямых измерений теплопроводности осадков «*in situ*» с применением зондов Булларда и Юинга с данными лабораторных измерений на отобранных пробах и с данными о распределении относительной влажности поднятых проб с глубиной, которые «имеют на 50% случайный характер» [8]. Практическое отсутствие определенной тенденции в поведении влажности проб осадков, взятых поршневым пробоотборником от глубины, связывается с нарушением структуры и возможным перераспределением влаги в процессе засасывания осадков. Максимально возможная ошибка определения теплопроводности в таких пробах оценивается Буллардом величиной до 50% [5].

В результате, в сводных обзорах по исследованию океанического теплового потока, необходимых для геолого-геофизических интерпретаций, диапазоны величин приводимых значений теплопроводности донных осадков, даже для основного массива данных, достаточно широк ($0.6 \div 1.2 \text{ Вт/м}\cdot\text{К}$) и можно обнаружить значения, отличающиеся в пять раз ($0.33 \div 1.5 \text{ Вт/м}\cdot\text{К}$) и даже больше ($0.33 \div 2.7 \text{ Вт/м}\cdot\text{К}$) [8, 9]. При этом нижнее значение почти в два раза меньше теплопроводности воды, что трудно объяснимо, а верхнее – приближается к величине теплопроводности магматических пород.

Нужно отметить, что в обзоре Хенеля приводится зависимость коэффициента теплопроводности осадков от влажности, сконструированная им (вслед за Ратклиффом) путем сшивания данных, полученных непосредственно автором из измерений частично увлажненных образцов (диапазон влажности $0 \div 30\%$) и ветви Ратклиффа для насыщенных осадков ($30 \div 90\%$). Такое сшивание, если оно предполагает оценку теплопроводности донных осадков при малых значениях влажности, что реализуется на более глубоких горизонтах, вряд ли имеет смысл, а, вернее, является ошибочным. Частично увлажненная порода, в отличие от двухфазной водонасыщенной, представляет собой трехфазную среду (твердая, жидкая, газообразная), процесс теплопередачи в которой значительно сложнее, а главное – она не отражает реальной ситуации в осадках дна, которые являются водонасыщенными. В целях прогнозирования теплопроводности глубоких горизонтов океанических осадков лучше использовать более обоснованную оценочную зависимость кондуктивной теплопроводности слабелитофицированных сред от пористости и влажности, полученную в предположении, что пористость и влажность, являются экспоненциальной функцией глубины залегания [10]:

$$P_Z = P_0 \exp(-Z/b); \quad \lambda_Z = [\lambda_S^{(1-P)} \lambda_W], \quad (2)$$

где P_0 и P_Z – пористость или влажность осадков на поверхности и на глубине Z , соответственно, λ_S и λ_W – теплопроводности осадков и воды, а b – эмпирический константа. В работе Хенеля можно найти сводку данных по оценкам суммарной погрешности определения тепловых потоков через дно морей и океанов, которая складывается из точности определения градиента температуры и величины теплопроводности. Согласно приведенным данным, если исключить результаты, полученные по оценкам теплопроводности из влажности, и использовать лишь данные прямых измерений, а также внести поправки к измеренным значениям тепловых потоков, связанные с влиянием осадконакопления, формы рельефа, поднятия и денудации на величину измеренного геотермического градиента, то суммарная ошибка не должна превышать 20 – 25%. Половина этой ошибки приходится на точность определения теплопроводности осадков. К сожалению, реальное положение дел с точностью определения океанического теплового потока и кондуктивной теплопроводности донных осадков значительно сложнее. Наряду с простыми неточностями в указании погрешности проведенных исследований, как это, например, имеет место с данными работы Шелягина и др. [11], перенесенными в сводку, опубликованную Е.А. Любимовой [9], (где указана погрешность определения потока равная 10%, в то время как ошибку определения только теплопроводности по влажности авторы оценивают в 13%) в общие сводки попадает значительное количество материала, достоверность которого сомнительна по ряду причин и не может быть оценена, поскольку в подаче материала отсутствуют необходимые для этого сведения. Что касается измерений теплопроводности, такими сведениями являются, на наш взгляд, метод определения теплопроводности; глубина моря; глубина погружения зонда в осадки, если измерения проводились «in situ»; глубина и способ отбора проб (поршневой или обычной грунтовой трубкой); процедура осреднения при нахождении эффективного значения теплопроводности на базе измерения температурного градиента; влажность отобранных проб и способ их консервации, если измерения проводятся не на судне, а в лаборатории научного учреждения; удельная масса образцов; наличие в них газовых пузырьков; время, прошедшее с момента отбора и до момента измерения теплопроводности; геологич-

ческий тип осадка. Аналогичный перечень необходим и по процессу определения температурного градиента, на что справедливо указывает Р. Хенель [8], отмечая трудности в сопоставлении данных различных авторов и призывая к стандартизации геотермических исследований в международном масштабе, что является чрезвычайно сложной задачей. Значительно проще ввести стандартизацию публикации данных, рекомендуя приводить необходимый минимум сведений о процессе измерения, после которого опубликованные данные могут рассматриваться как достоверные. С одной стороны, это облегчает задачу интерпретации данных о распределении океанического потока и увеличивает эффективность усилий международного сообщества в этом направлении. С другой стороны, дает возможность использовать весь банк данных по теплопроводности насыщенных морских осадков для изучения особенностей процесса теплопереноса в дисперсных водонасыщенных средах и нахождения функциональных зависимостей теплопроводности от влажности, плотности, гранулометрического и минералогического составов, наличия газовой фазы и т.д.

Такие исследования имеют и самостоятельное значение, поскольку необходимы для прогнозирования тепловых свойств донных осадочных пород глубоких горизонтов, используемых для различных задач изучения термического режима осадочных бассейнов, в том числе и для практических целей исследования термодинамических условий образования и скопления нефтегазовых залежей и газогидратов.

К сожалению, ситуация со скудной подачей материалов по изучению тепловых свойств донных осадков в публикациях, посвященных измерению теплового потока через дно океана, меняется очень медленно, и последующие сводки и обзоры исследования океанического теплового потока [12, 13, 14], отличаются от более ранних в этом отношении только количеством обсуждаемого материала. Изучается исключительно один параметр – теплопроводность, что вполне объяснимо, поскольку целью исследователей является тепловой поток на границе литосфера – гидросфера и локальное определение теплопроводности «in situ» на базе измерения геотермического градиента, кажется для этого вполне достаточным. Однако полученный материал, карты тепловых потоков не являются самоцелью. Корректная интерпретация распределения величин потоков, изучение термического состояния и режимов подповерхностных масс, определяющих эти потоки, требуют, как уже упоминалось, расширения знаний о теплофизических характеристиках донных осадков, как по числу измеряемых параметров, так и по связям их с термодинамическими и петрофизическими параметрами. Надо признать, что в последние 15 – 20 лет, такие исследования начинают появляться, в том числе и не обязательно связанные с конкретным определением тепловых потоков. Наряду с параллельным использованием для обобщения экспериментального материала идей, разработанных на начальном этапе Ратклиффом и Вудсайдом [4, 15], Сассом и др. [10] о влиянии пористости и влажности на эффективную теплопроводность дисперсных двухфазных сред, в публикациях появляются также данные о влиянии на этот параметр минералогического и гранулометрического состава, присутствия газовой фазы в насыщенных осадках, а также отдельные работы, в которых измеряется температуропроводность, особенно на модельных двухфазных и трехфазных средах. Так, авторы работы [16], анализируя результаты измерения теплопроводности осадков акватории Черного моря, проведенные ими после отбора на борту судна

(всего было выполнено около 1500 измерений) отмечают, что «наиболее низкая и практически одинаковая теплопроводность присуща современным кокколитоковым илам и древнечерноморским сапропелевым илам (в среднем 0.7 и 0.67 Вт/мК). Возвксинские глинистые илы, составляющие основную часть разреза, характеризуются наиболее высокой и изменчивой теплопроводностью (в среднем 0.95 Вт/мК), а в редких песчаных прослоях, еще выше – 1.2 – 1.4 Вт/мК. Наличие большого количества парных измерений коэффициента теплопроводности (λ) и влажности – (W), выраженной в процентах, позволило авторам установить для Черного моря взаимосвязь между этими параметрами в виде:

$$1/\lambda = (0.57 + 0.011W) (\text{Вт/м}\cdot\text{К})^{-1} \quad (3)$$

Очень интересны и показательны результаты определения теплопроводности в озерах Белоруссии, опубликованные Веселко и др. [17]. Авторы подробно описывают процесс отбора образцов, их консервацию, состав осадков и отмечают наличие резкой изменчивости теплопроводности, как по глубине отобранной колонки, так и по составу отложений. Наименьшие абсолютные значения теплопроводности получены ими для однородных отложений озера Долгое, состоящих из сапропелевых илов черного цвета, величина которых заключена в пределах $0.58 \div 0.62$ Вт/мК и соответствует, в среднем, теплопроводности воды. Для серых кремнистых илов озер Гриньково и Шапово диапазон измерений значительно шире, как по глубине, так и по простиранию ($0.6 \div 1.09$) Вт/мК, и авторы объясняют это различиями в формировании осадков. Они делают вывод о необходимости тщательного изучения теплопроводности по глубине колонок в процессе проведения измерений теплового потока. Существенным недостатком этой работы, который ставит под сомнение надежность полученных результатов, является отсутствие прямых измерений теплопроводности. Оценка этого параметра по номограммам Ратклиффа, выполненная Веселко А.В. и др., как нам кажется, менее всего пригодна для внутренних водоемов, содержащих значительное количество органической составляющей и продуктов ее распада в твердой фазе осадка, в то время как соотношение Ратклиффа получено для морских и океанических осадков усредненного состава.

Очень широкий диапазон значений теплопроводности для донных осадков шельфа Гвинейского сектора Атлантического океана ($0.47 \div 1.86$) Вт/м·К получен в работе Коболева [18]. Методом цилиндрического зонда постоянной мощности была исследована теплопроводность 205 образцов и получены также зависимости от плотности и влажности осадков. Отмечаются широкие поля рассеяния для этих функций, которые авторы связывают с вариациями не только минералогического, но и гранулометрического состава. Увеличение содержания алевроито-пелитовой компоненты U_{ξ} приводит к резкому снижению теплопроводности и эта обратно пропорциональная связь аппроксимирована авторами функцией вида:

$$\lambda = (C\xi + D)^{-1}, \quad (4)$$

где C и D – постоянные коэффициенты. Влияние средне – крупнозернистой фракций, по мнению авторов, носит более сложный характер и определяется, главным образом, количественно – минералогическим составом. Для выяснения влияния структурных и вещественных особенностей донных отложений авторы предлагают использовать оценку удельной теплопроводности (т.е. теплопроводности твердой фазы), полученной с использованием функции усреднения параметров многофазных смесей, которая, по их мнению, более чувствительна к этим параметрам. Аналогичные указания на возможность существенного влияния веще-

ственного и гранулометрического состава на величину теплопроводности донных осадков можно найти и в других работах, например [16, 19, 20]. Сам по себе факт влияния среднего размера зерен на теплопроводность дисперсных сред хорошо известен, однако далеко не всегда учитывается при изучении тепловых характеристик донных осадков. Между тем, влияние его на величину теплопроводности осадка вполне сопоставим с влиянием влажности. Так, например, А.М. Бойков [20] указывает на почти двукратное возрастание температуропроводности каспийских алеврито-глинистых илов при увеличении содержания крупно-алевритовой фракции от 0 до 20%. А.Д. Дучков и С.А. Казанцев, сопоставляя глинистые и песчаные черноморские илы, также отмечают существенное различие в их теплопроводности: 0.95 Вт/мК – для первых и $1.2 \div 1.4$ Вт/м·К – для вторых [16].

Одной из наиболее актуальных методических проблем, связанных с определением теплового потока на акваториях является проблема измерений теплопроводности на борту судна и соотношения результатов с параметрами осадков «*in situ*». Очевидно, что при измерениях на борту судна недопустимо долгое хранение образцов без консервации, приводящее к потере влаги и, соответственно, к изменению тепловых параметров осадка. Они должны быть либо измерены, либо надежно законсервированы. Однако не столь очевидным является вопрос о непосредственном измерении тепловых свойств осадков после подъема на борт судна, если жидкая фаза грунта изначально содержала растворенный под давлением газ (что характерно, например, для донных осадков Черного моря). После извлечения колонок таких осадков на поверхность, растворенный газ высвобождается, образуя поры и разрыхляя осадок. Специальные исследования, проведенные нами [21], показали, что плотность осадка, содержащего 11% по объему газа может уменьшиться на 15 – 20%, в зависимости от изменения термодинамических условий на борту судна по отношению к «*in situ*», где газ растворен в жидкой фазе, однако теплопроводность при этом не так чувствительна, как плотность к эволюции газовой фазы. Тем не менее, до начала измерений необходимо дождаться выхода газовой фазы. О возможности существенного влияния эволюции газовой фазы на теплопроводность донных осадков отмечается также в работе Казанцева и др. [22].

Нужно отметить, что за последние 20 – 25 лет в России появились и новые аппаратурно-методические разработки, связанные с изучением тепловых свойств донных осадков как «*in situ*», так и в лабораторных условиях. В работе Калинина [23] приведено описание аппаратуры и методики для определения теплопроводности грунтов на шельфе при естественном нагревании или остывании внедренного в них цилиндрического зонда из «идеального теплопроводника» и представлена гистограмма экспериментально полученных данных по 60 точкам западной части Черного моря. Однако, при всей привлекательности и простоте, трудно оценить надежность этого метода, поскольку полученные данные не проконтролированы признанными методами, а диапазон измеренных значений теплопроводности очень широк ($0.5 \div 1.84$ Вт/мК).

В работе Еремина [24] предлагается «на основании температурных измерений при морских геотермических исследованиях методом прямого перебора искомых параметров» определить, наряду с теплопроводностью, также и температуропроводность осадков, дана теория и приводится численный пример.

Авторами настоящего краткого обзора для измерения всего комплекса тепловых параметров (температуропроводность - a , теплопроводность - λ и теплоемкость - C_p) морских осадков и других многофазных геофизических сред в лабораторных условиях также была разработана оригинальная установка, в основу принципа работы которой положен метод регулярного теплового режима II рода в плоском варианте температурного поля (пластина) с использованием оптического источника тепла [25]. Аппаратура позволяет проводить исследования как жидкостей и донных осадков различной степени влажности, так и твердых тел, в том числе горных пород и минералов. Оптический источник и тонкое медное доньшко измерительной ячейки, к которому припаивается термopара, обеспечивает надежность теплового контакта в системе «нагреватель – образец – датчик». Малое время производства измерений (~1.5 мин), возможность подавления конвекции и процессов испарения с поверхности образца, который может быть ориентирован по отношению к тепловому потоку любым образом, в том числе и перпендикулярно напластованию осадков, как это имеет место «in situ». Все это обеспечивает очень простой, надежный и достаточно точный абсолютный метод определения теплофизических характеристик. Установка откалибрована по воде и плавленому кварцу и успешно используется для изучения механизма теплопереноса как в многофазных дисперсных средах, так и в породообразующих минералах. Наиболее важный результат был получен при изучении температуропроводности зернисто – пористых сред в состоянии трехфазной системы. Эксперименты, проведенные на искусственных образцах различной структуры и пористости, а также на образцах кернов осадочных пород, позволили впервые сделать вывод о независимости температуропроводности консолидированных трехфазных сред от относительного влагосодержания при значениях теплопроводности компонент и пористости, характерных для реальных геофизических сред [26]. На этой базе была разработана методика восстановления тепловых свойств влагонасыщенных пород по данным экспериментального исследования керна, потерявшего влагу в процессе хранения, которая успешно использована при теплофизическом изучении осадочных пород и геотермической ситуации ряда регионов, таких как Южный Каспий, Охотоморское побережье Камчатки и др. [27]. В частности, для алевроито-глинистых осадков Южного Каспия, отобранных на глубине 100 м., значение теплопроводности, восстановленное с использованием разработанной методики, приблизительно в два раза больше, чем измеренные на сухом керне (1.3 и 0.56 Вт/мК, соответственно). Полученные величины практически совпадают с данными прямыми измерений влажного керна алевроито-глинистых осадков озера Байкал для указанной глубины, полученными позднее в работах Дучкова и Дорофеевой [28, 29] с использованием игольчатого зонда и «теплового компаратора».

Описанная аппаратура и методика использовались нами также для измерения тепловых свойств (a , λ , C_p) донных осадков. Ставилась задача изучения и описания основных факторов, влияющих на поведение тепловых свойств насыщенных морских осадков и их изменчивость в реальных условиях акваторий. Учет этих факторов, как нам представляется, мог бы повысить качество определения теплового потока, по крайней мере, для изучаемого региона.

С другой стороны, полученные результаты должны способствовать более глубокому пониманию физического механизма теплопередачи в двухфазных дисперсных геофизических материалах, какими являются морские осадки.

Экспериментальный материал собран авторами в ходе многолетних экспедиционных геотермических работ на акватории Черного моря. Были выполнены измерения всего комплекса теплофизических параметров на более чем 600-х образцах донных осадков, поднятых на борт НИС грунтовыми трубами на 200-х станциях. Измерения производились на борту судна методом регулярного теплового режима II рода. Одновременно проводилось также определение плотности (ρ) и влажности (W) осадка, удельного веса вещества каркаса, а в ряде случаев – минералогического и гранулометрического состава и содержания органического вещества. Для каждой станции фиксировались координаты отбора, глубина моря и положение образца в колонке /глубина залегания относительно дна моря/. Все изученные образцы /не менее трех для каждой станции/ отобраны из поверхностного слоя осадков мощностью 2,0 – 2,5м грунтовой трубкой. Значительная часть образцов дублировалась, то есть отбиралась и консервировалась, для повторных измерений в лабораторных условиях на суше. Обработка измерений и анализ полученных результатов дали богатый представительный материал, часть которого тезисно излагается в настоящем кратком обзоре.

Таблица 1. Крайние и средние значения теплофизических параметров изученных донных осадков Черного моря

W,%	ρ , кг/м ³	$a \cdot 10^{-7}$ м ² /с	C_p , Дж/кг·К	$C_p \rho$, кДж/м ³ ·К	λ , Вт/ м·К
25 - 65	1200 - 1900	1,90 - 4,10	1580 - 3000	2800 - 3680	0,70 - 1,25
25 - 34,9	1780 1650 - 1900	3,40 2,70 - 4,10	1715 1580 - 1880	3000 2800 - 3300	1,05 0,84 - 1,25
35 - 44,9	1650 1480 - 1720	2,80 2,40 - 3,50	2020 1670 - 2215	3235 2925 - 3420	0,92 0,80 - 1,09
45 - 54,9	1430 1300 - 1500	2,40 2,10 - 2,90	2425 2300 - 2720	3280 3050 - 3510	0,80 0,73 - 0,92
55 - 65	1330 1210 - 1380	2,15 1,90 - 2,45	2830 2510 - 3000	3515 3345 - 3680	0,78 0,70 - 0,86
68	1200 1180 - 1230	1,85 1,75 - 2,00	3095 3010 - 3175	3705 3595 - 3760	0,70 0,67 - 0,72
72	1150	1,70	3260	3720	0,65

В таблице 1 представлены диапазоны изменения теплофизических параметров, как на всем изученном интервале влажности, так и на интервалах, средние значения которых отличаются на 10%. Включены также результаты измерений отдельных образцов с не типичной очень высокой влажностью /68% - 3 образца, 72% - 1 образец/, которые отобраны в верхнем десятисантиметровом слое осадков.

Нетрудно видеть, что концентрация жидкой фазы, представленная в осадках морской водой, обладающей низкой теплопроводностью и температуропроводностью ($\lambda = 0,6$ Вт/ м·К; $a = 1,48 \cdot 10^{-7}$ м²/с) и высокой теплоемкостью ($C_p = 4180$

Дж/кг·К), более чем в пять раз превосходящей удельную теплоемкость твердой минеральной фазы при комнатной температуре, несомненно является доминирующим фактором (параметром), определяющим значения тепловых свойств насыщенных морских осадков.

Так, с увеличением влажности от 25 до 65% теплопроводность понижается несколько менее, а температуропроводность – несколько более, чем в 2 раза. Феноменологическая сторона такого поведения теплопереносных параметров насыщенных дисперсных сред понятна из рассмотрения формулы Дебая $\lambda = a \cdot C_p \cdot \rho$ и объясняется слабым ростом объемной теплоемкости $C_p \cdot \rho$ на интервале изменения влажности. Вообще, как показывают расчеты, с точностью до 5 – 7%, удельная теплоемкость морских осадков, как аддитивная функция компонентного состава, легко может быть оценена по правилу Неймана – Коппа, где в качестве удельной теплоемкости твердой фазы можно принять среднее значение для породообразующих минералов /со средним атомным весом $M = 20$, равное 760 Дж/кг·К [30]. Более детальный анализ поведения a и λ от процентного содержания воды в осадках показывает, что для каждой конкретной влажности из измеренного интервала, диапазон разброса этих параметров может достигать 15% от среднего значения, что явно превосходит точность измерений ($\Delta a/a \sim 3\%$; $\Delta \lambda/\lambda \sim 7 - 9\%$). Специальное изучение этого вопроса показало, что обнаруженные вариации тепловых свойств, как и предполагали ранее некоторые исследователи [16], связаны с вариациями минерального и гранулометрического состава осадков. Наиболее низкие значения a и λ характерны для кокколитовых и древнечерноморских сапропелевых илов, содержащих органику, а наиболее высокие – новозвксинским глинистым илам, включающим прослой более крупнозернистого песчаного терригенного материала. Кроме того, статистический анализ полученных данных свидетельствует о существовании значительной дифференциации a и λ осадков по зонам осадконакопления, что уже отмечалось нами ранее, на примере северо-восточной части акватории Черного моря [31]. Было отмечено, что при одной и той же влажности осадка, принадлежащие к одному и тому же литологическому типу и имеющие один и тот же возраст, но сформировавшиеся на разных глубинах, имеют весьма различные тепло- и температуропроводности. Этот факт свидетельствует о закономерном изменении с глубиной факторов, определяющих теплопереносные параметры отложений в пределах одного литологического типа (дисперсность, минеральный состав, структура осадка, форма частиц, геометрия их укладки и т.д.), что подтверждается существованием четкой корреляции a и λ с морфологической и фациальной зональностью морского дна. Так, в зависимостях теплопроводности серых глинистых плейстоцен–голоценовых илов от влажности, представленных дробно – линейными функциями типа (3), параметры A и B , оставаясь в среднем соответствующими данным работы [16], изменяются в довольно широких пределах: $A = (0.0 \div 0.4)$; $B = (0.009 \div 0.019)$, в зависимости от региона и глубины моря [32, 33].

Таким образом, как нам представляется, при исследовании тонкой структуры теплового потока во внутренних морях, характеризующихся значительным разнообразием осадконакопления, необходимо непосредственное измерение теплопроводности осадков на базе измерения температурного градиента, а не использование аппроксимационных эмпирических соотношений $\lambda = \lambda(W)$.

В заключение краткого обзора состояния дел с исследованием теплофизических свойств осадочных пород океанического дна следует отметить, что в целях увеличения надежности банка данных, используемых при интерпретации тепловых потоков через океаническое дно, целесообразно рекомендовать стандартизацию представления результатов изучения кондуктивной теплопроводности и теплового потока, в целом, в публикациях, посвященных данному вопросу. Необходимо также активизировать специальные лабораторные исследования всего комплекса теплофизических характеристик донных осадков и образцов керна, полученных в результате разведочного бурения, с целью нахождения зависимостей тепло- и температуропроводности от минералогического и компонентного состава, структурно-текстурных особенностей породы, температуры и давления, которые крайне необходимы для установления особенностей механизма теплопередачи в многофазных дисперсных средах и разработки методов прогнозирования тепловых свойств глубоких осадочных горизонтов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект №05-05-65269

Литература

1. Von Herzen R.P., Maxwell A.F. The measurement of Thermal Conductivity of Deep-Sea Sediments by a Needle-Probe Method. *Jour Geophys Res.*, vol. 64, № 10, 1955. p. 1557-1563.
2. Langseth M.G. Techniques of measuring heat flow through the ocean floor. In: *Terrestrial heat flow. Geophys. Monogr. Ser. 8.*, Am. Geophys. Union Publ., Washington D.C., No1288, 1965. p. 58-77.
3. Carry C.E., Dubors C., Vacquir V., Instruments for measuring terrestrial heat flow trough the ocean floor. *Jour. Marine Res.*, 26, 1968, p. 165-177.
4. Ratcliffe E.H. The Thermal Conductivities of Ocean Sediments. *Jour. Geophys. Res.*, 1960, vol. 65, №5. p. 1535-1541.
5. Bullard E.C. The flow of heat trough the floor of the ocean. *The sea. Hill M.N., ed.*, III, New York, Interscience, 1963, p.128.
6. Lee W.H.K., Uyeda S., Review of heat flow data. In *Terrestrial Heat Flow, Geophys. Monograph. 8*, edited by W.H.K. Lee, Am. Geophys. Union, Washington, D.C., 1965, p. 87-190.
7. Revelle R., Maxwell A.E. Heat flow trough the floor of the eastern North Pacific Ocean. *Nature*, 170, 1952, p. 199-200.
8. Хэнель Р. Критический обзор измерений теплового потока в морских и озерных осадках. В кн.: *Тепловое поле Европы*. М, "Мир", 1982. С.64-90.
9. Любимова Е.А., Поляк Б.Г., Смирнов Я.Б., и др. Обзор данных по тепловым потокам в СССР. В кн. «Тепловые потоки из коры и верхней мантии Земли», М., Наука, 1973, с. 154-195.
10. Sass J.H., Lachenbruch A.H., Munroe R.J. Thermal conductivity of rocks from fragments and its application to heat flow determinations. *J. Geophys. Res.*, 76, 1971, p. 3391-3401.
11. Шелягин В.А., Бучаидзе Н.М., Бучаидзе Г.И., Шаоршадзе М.П. Тепловой поток с прибрежной полосы Черного моря и прилегающей территории Грузии. В сб. «Тепловые потоки из коры и верхней мантии Земли», М., Наука, 1973, с. 39-46.

12. Louden K.E. and Wright J.A. Marine heat flow data. A new compilation of observation and brief review of its analysis. In CRC Handbook of Seafloor Heat Flow. Florida, 1989, p. 3-67.
13. Jemesk J. and Von Herzen R.P. Measurement of «in situ» sediment thermal conductivity: continuous-heating method with out rigged probes. In Handbook of seafloor. Heat Floor. Editor by J.A. Wright and K.E. Loudon. CRC Press, Inc., Boca Ration, Florida, 1989, p. 91-120.
14. Stein C.A. Heat Flow of the Earth. Handbook of Physical Constants. AGU Reference Shelf 1. 1995, p. 144-158.
15. Woodside W., Messmer J.H. Thermal Conductivity of Porous Media. Jour. of Appl. Phys., vol. 32, №9, 1961. p. 1688-1699.
16. Дучков А.А., Казанцев С.А. Тепловой поток впадины Черного моря. Геофизические поля Атлантического океана. М., «Наука», 1988. С.121-130.
17. Веселко А.В., Макаренко В.М., Шумарев В.А. Теплопроводность донных отложений озер Долгое, Гиньково, Шилово. В сб. Сейсмические и геотермические исследования в Белоруссии. Наука и техника. Минск, 1985, с. 95-99.
18. Коболев В.П., Кутас Р.И. Теплопроводность донных отложений и тепловые потоки шельфа Гвинейского сектора Атлантического океана. В сб. Проблемы геофизики океанского дна. Т. II, Москва, 1987, с. 96-97.
19. Шевалдин Ю.А., Балабошин В.И., Кисилев Ю.В., Шевалдина С.В. Геотермические исследования в Японском море. В сб. «Теоретические и экспериментальные исследования по геотермике морей и океанов», М., Наука, 1984, с. 66-74.
20. Бойков А.М. Нестационарные методы морской терморазведки. М., «Наука», 1986, 103 С.
21. Петрунин Г.И., Попов В.Г., Сосков А.В. Исследование влияния процессов эволюции газовой и жидкой фаз в пробах океанических осадков на результаты измерения океанического теплового потока. Тр. Первой Всероссийской конференции «Взаимодействие в системе литосфера-гидросфера-атмосфера». МГУ, 1996, с.73-74.
22. Казанцев С.А., Дучков А.А. Измерения теплопроводности донных осадков «in situ» автономными зондами. В сб. «Тепловое поле Земли и методы его изучения», М., изд-во РУДН, 1997, с. 153-157.
23. Калинин В.В. Определение коэффициента теплопроводности придонных грунтов в естественном залегании методом остывающего зонда. М., Океанология, т.23, №1, 1983, с 177-182.
24. Еремин Г.Д. Определение теплофизических характеристик донных осадков в естественном залегании. М., Океанология, т. 29, №1, 1989, с. 153-155.
25. Петрунин Г.И., Попов В.Г. Метод и аппаратура высокоточных измерений теплофизических характеристик океанических осадков. Физика Земли, №10, 1994, с. 78-85.
26. Петрунин Г.И., Попов В.Г., Сосков А.В. Температуропроводность трехфазных зернисто-пористых сред. Физика Земли, №1, 1999, с.47-51.
27. Петрунин Г.И., Сосков А.В. О термическом режиме океанической осадочной толще и ее вкладе в тепловой поток литосферы. СО РАН. Геология и геофизика. Т. 38, №3, 1997, с.97-107.

28. Дучков А.А., Морозов С.Г. Оценка тепловых свойств осадков озера Байкал по режимным измерениям температуры в подводных скважинах. В сб. Теплово поле Земли и методы его изучения. М., РУДН, 2000, с. 263-269.

29. Dorofeeva R. Thermal conductivity of bottom sediments measured in deep water boreholes in Lake Baikal. In The Earth's thermal field and related research methods. Proceeding of the international conference. Moscow, Russia, 1998, p. 68-69.

30. Петрунин Г.И. Связь теплоемкости породообразующих минералов со средним атомным весом. Вестник МГУ, сер. Физика, астрономия, т. 22, №4, 1981, с. 66-68.

31. Петрунин Г.И., Попов В.Г., Сосков А.В. Геотермические исследования на границе литосферы и гидросферы. Физическая экология (физические проблемы экологии). МГУ им. М.В.Ломоносова. Физический ф-т. №1, М.,1998, с. 78-85.

32. Петрунин Г.И., Попов В.Г., Сосков А.В. Вариации теплопроводности донных осадков в экосистеме Черного моря в связи с их структурными особенностями. Физическая экология (Физические проблемы экологии), 4. МГУ им. М.В.Ломоносова, Физический ф-т. М. 1999. с. 103-109.

33. Петрунин Г.И., Попов В.Г., Сосков А.В. Изучение теплофизических свойств голоцен - плейстоценовых донных отложений Чёрного моря в связи с измерениями величины теплового потока на акватории. Взаимодействие в системе литосфера-гидросфера-атмосфера. Т.2., МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический ф-т, М, 1999, с. 200-204.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ И СТРУКТУРЫ ПРИРОДНЫХ СИСТЕМ

Показеев К.В., Степанова Е.В., Чаплина Т.О., Чашечкин Ю.Д.

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

Введение

По мере развития и глобализации мировой экономики усиление антропогенного воздействия на окружающую среду все большую ценность приобретают адекватные модели природных процессов и систем. Они необходимы не только для экономного описания состояния и динамики атмосферы и гидросферы, но и для надежного прогнозирования их эволюции на ограниченных (прогноз погоды) и продолжительных (оценка изменчивости климата) временных интервалах.

На современном этапе общепризнанна необходимость постоянного мониторинга физико-химического и биологического состояния атмосферы и гидросферы, включающей и гигантский Мировой океан, и мельчайшие реки и озера, обеспечивающие существование локальных экосистем. Одна из важных задач – контроль объемов и трассирование потоков вещества (в том числе и естественного переноса и распространения продуктов аварийных выбросов). Сохранение качества окружающей среды, – “здоровья Океана, всей гидросферы и атмосферы” – одно из не-

обходимых условий устойчивого развития всей экосистемы Земли. В этой связи ускорилось развитие всех разделов наук о Земле, и наблюдательных, и теоретических.

На протяжении 20 века гидроэродиками окружающей среды активно развивалась в нескольких направлениях, иногда тесно связанных между собой, иногда практически независимых. Основным достижением считается создание и широкое распространение дистанционных методов наблюдения астрономических объектов, атмосферы, гидросферы и литосферы Земли. Регистрирующие системы располагаются на спутниках, размещаемых на ближних, гелио- или геостационарных орбитах, авиационных, наземных и корабельных носителях.

Развитие контактных (с заякоренных и свободно дрейфующих буев, подводных аппаратов и судов) и дистанционных методов измерений (акустических, магнитных, электрических, электромагнитных, оптических и гравитационных) с помощью инструментов подводного, водного, наземного, авиационного и спутникового базирования, радикально изменили представление о структуре и динамике процессов в атмосфере, океане и мантии Земли. Панорамные наблюдения поверхности океана позволили выделить широкий класс устойчиво идентифицируемых объектов, отражающих топографию дна океана, физические процессы в его толще, а так же на границах с литосферой и атмосферой [1]. Собственно форма свободной поверхности океана и распределения физических полей вдоль нее оказались информативными индикаторами, позволяющими судить о динамике течений, вихрей, внутренних волн не только на поверхности, но и в толще океана, оценивать характер взаимодействия атмосферы и гидросферы. Одновременно новые данные выявили неполноту традиционного описания течений в океане и атмосфере и необходимость разработки более полных физических и математических моделей, позволяющих решать с достаточно высокой точностью как прямые, так и обратные задачи.

Современные сенсоры позволяют устойчиво регистрировать картины течений и определять с погрешностью (иногда переменной) некоторые количественные характеристики. Однако в силу сложности процессов современные методики обработки данных не всегда позволяют производить однозначный пересчет регистрируемых параметров в физические переменные, входящие в фундаментальные уравнения и использовать данные для тестирования и дополнения численных моделей.

Следующим по важности достижением считается развитие вычислительной техники и методов расчета сложных процессов, протекающих в природных системах. В конце 80-х годов развитию данного направления уделялось наибольшее внимание. Многочисленные вычислительные центры, оснащенные сверхпроизводительными компьютерами, созданные и в промышленно развитых (США, Япония, Германия, Франция, Австралия, Россия), и в развивающихся (Индия, Китай, Корея, Сингапур, Мексика, Бразилия) странах, позволили решить ряд важных проблем по оптимизации размещения и управлению техническими объектами, снижению антропогенной нагрузки на природу.

Однако и их ресурсы оказались недостаточными для определения условий и расчета надежного прогноза эволюции катастрофических состояний атмосферы (траектории и интенсивности ураганов и торнадо), гидросферы (штормовые зоны и сверхсильные редкие волны), литосферы (землетрясения и извержения вулканов).

В качестве одной из причин указывается пространственная и временная многомасштабность природных процессов и высокая чувствительность систем в переходном состоянии к действию “малых факторов” различной природы (астрономическим, взаимодействию с окружающей средой, нелинейным процессам в структурированной среде). Недостаточная точность компьютерного прогнозирования может быть связана с применением “конститутивных” моделей (различных версий теории турбулентности), инвариантные свойства которых не совпадают с симметриями фундаментальных систем [2].

Вследствие многообразия природных факторов и перехода одних типов течений в другие в естественных условиях не всегда удается установить вид источника или распределения сил, порождающих наблюдаемые явления. Осложняющими обстоятельствами также являются глобальное вращение и нестационарность среды. Поэтому наряду с непосредственным изучением природных систем интенсивно развиваются методы лабораторного моделирования, позволяющие изучить выбранный процесс или взаимодействие разных типов течений в контролируемых и воспроизводимых условиях.

Наиболее конструктивным является сочетание аналитических исследований природных процессов на основе полных систем уравнений и их лабораторное моделирование. Работы последних лет в данных направлениях, в которых широко используют достижения экспериментальной техники наблюдения природных систем и компьютерной техники, позволили сделать ряд важных выводов, касающихся природы формирования структуры атмосферы, гидросферы и даже литосферы, и механизмов ее влияния на выбор сценариев и эволюцию окружающей среды. Важным достоинством является универсальность развиваемого подхода, в котором специфические свойства объекта исследования (кинетические и термодинамические характеристики гидросферы и атмосферы) учитываются в полном объеме за счет введения дополнительных уравнений и выбора адекватного уравнения состояния среды.

Большинство природных систем (океан, атмосфера, озера, пресноводные и соленые водоемы) характеризуется устойчивым распределением плотности. Стратификация, создаваемая соответствующими распределениями температуры или концентрации растворенных веществ, оказывает существенное влияние на динамику и структуру гидрофизических процессов. В таких системах меняется динамика традиционных компонент течений – струй, следов, вихрей, волн – и возникают новые компоненты течения, в частности, внутренние волны.

В конце 60-х годов было установлено, что и океан, и атмосфера обладают “тонкой структурой”. И в вертикальной плоскости и в горизонтальных планах в распределениях физических параметров наблюдаются прослойки с большими градиентами. Реально в толще и океана, и атмосферы существуют наклонные фронты – резкие протяженные структуры, разделяющие водные или воздушные массы с различными физическими свойствами [3]. Пространственно упорядоченная тонкая термохалинная структура регистрируется как в виде вертикальной последовательности протяженных по горизонтали слоев, так и в форме тонких, вытянутых ячеек – “солевых пальцев” [4].

Долгоживущие высокоградиентные структуры наблюдаются в атмосфере Земли и других планет, в фотосфере Солнца. Механизмы и динамика их образования в деталях не ясны, в полной мере не изучено и влияние прослоек на естествен-

ные процессы, распространение электромагнитных, акустических и других типов волн, перенос энергии и вещества. В силу нестационарности остаются открытыми вопросы идентификации и параметризации таких структур, а также надежности измерений основных характеристик окружающей среды контактными приборами, отклик которых зависит и от состояния среды и от характера протекающих в ней процессов.

В силу значительного различия диапазона масштабов природных процессов и их лабораторных аналогов, перенос результатов на естественные условия представляет большие трудности. Однако возможность многократного воспроизведения изучаемого явления в заданном диапазоне параметров позволяет выделить даже слабые влияющие факторы. Сочетание лабораторных экспериментов и аналитических исследований позволяет не только уточнить математические модели природных систем и условия их применимости, но и сформулировать критерии качественной и количественной экстраполяции на природные условия.

1. Краткая история лабораторного моделирования

В течение долгих лет основным объектом исследований в гидродинамике служило обтекание препятствий потоком однородной жидкости с целью определения действующих сил и моментов. В середине 19 века в Англии начало развиваться моделирование поверхностных волн с целью оптимизации формы корпусов судов, в том числе и с учетом действия пропульсивных механизмов.

Отдельные работы по изучению эффектов плавучести спорадически появлялись в литературе начиная с конца 18 века (опыты Б. Франклина, воспроизводящие колебания границы воды и слоя масла в корабельной осветительной лампе, Джевонса наблюдавшего “солевые пальцы” при попытке моделирования перистых облаков, У. Бревера и К. Баруса, открывших слоистые структуры боковой конвекции в суспензиях).

Систематическое применение лабораторного моделирования для изучения стратифицированных течений в геофизической гидродинамике началось с работ В. Экмана, который, по предложению Ф. Нансена изучал эффект “мертвой воды”. Во время своего знаменитого путешествия в Арктику в 1893-1896 годах Ф. Нансен несколько раз наблюдал “таинственное” уменьшение скорости хода судна “Фрама” с 6 до 1,5 узлов. До этого потеря скорости и управляемости парусных судов наблюдалась в норвежских фьордах. Наблюдаемый эффект, который связан с возбуждением движущимся судном внутренних волн на границе раздела пресных и соленых вод, был изучен и проанализирован В. Экманом во всех деталях [5]. Через двадцать лет начали появляться отдельные работы по изучению многокомпонентной конвекции [6], в середине 40-х годов – по моделированию внутренних волн.

Лабораторное моделирование стало систематически развиваться в 70-х годах нашего столетия как инструмент для решения экологических проблем. Теневая визуализация внутренних волн в непрерывно стратифицированных средах позволила существенно развить и дополнить теорию диспергирующих волн. Наблюдения ламинарных и турбулентных струй, следов, процессов термоконцентрационной конвекции [7] способствовали углублению понимания физики гидросферы и решению ряда прикладных задач динамики окружающей среды.

В настоящее время в мире активно работают несколько центров моделирования геофизических течений. В России центры лабораторного моделирования геофизических течений располагаются в Москве (МГУ им. М.В. Ломоносова, Институт океанологии им П.П. Ширшова Российской академии наук, Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова Российской академии наук, Институте проблем механики Российской академии наук (ИПМех РАН), Санкт Петербурге, Новосибирске (Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН), Нижнем Новгороде (Институт прикладной физики Российской академии наук).

Лабораторные установки ИПМех РАН предназначены для изучения течений жидкостей с солевой и температурной стратификацией. Они создавались с учетом общих свойств решений полных систем уравнений термогидромеханики, вытекающих из них критериев подобия и условий моделирования. Техника измерений предусматривает возможность визуализации и регистрации всех элементов картины полей физических переменных, как крупномасштабных регулярных (внутренние волны и вихри), так и наиболее тонкоструктурных сингулярных компонент течений.

Лабораторный комплекс ИПМех РАН является уникальным и не имеет аналогов в нашей стране и в мире по полноте одновременно реализуемых методов и средств измерений, временной и пространственной разрешающей способности контактных и дистанционных средств измерений. Лабораторные установки используются как для проведения научных исследований, так и в образовательных целях: для ознакомления с методами и результатами моделирования процессов в окружающей среде, проведения лабораторных работ, прохождения практики студентами и аспирантами физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова, а так же студентами и аспирантами МФТИ и МИФИ.

2. Общие свойства системы фундаментальных уравнений течения неоднородных жидкостей

2.1. Уравнения движения и граничные условия

Течения тяжелой сжимаемой жидкости на поверхности твердой сферы, вращающейся с постоянной угловой скоростью Ω , описываются системой уравнений, определяемой свойствами среды, и фундаментальными законами сохранения вещества, импульса, тепла.

Плотность жидкости не является постоянной, обычно невозмущенное движениями распределение плотности считается экспоненциально убывающим с высотой z : $\rho_0(z) = \rho_{00} \exp(-z/\Lambda)$; Λ – масштаб плавучести, ρ_{00} – постоянная величина. Плотность $\rho = \rho(s, P, S)$ зависит от удельной энтропии S , давления P и массовой концентрации S растворенной в ней соли, и обычно представляется в явной или неявной форме эмпирическим уравнением состояния [8].

Система определяющих уравнений включает уравнения состояния $\rho = \rho(s, P, S)$, сохранения массы, диффузии соли и переноса импульса, кото-

рые для жидкости только с солевой стратификацией в смешанной векторно-тензорной записи имеют вид:

$$\begin{aligned} \rho &= \rho(s, p, S), \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \\ \frac{\partial S}{\partial t} + \nabla \cdot (S \mathbf{v}) - \kappa \Delta S &= 0 \\ \frac{\partial (\rho v^i)}{\partial t} + \nabla_j \Pi^{ij} &= \rho g^i + 2\rho \varepsilon^{ijk} v_j \Omega_k \end{aligned} \quad (1.1)$$

где \mathbf{v} – поле скорости, $\Pi^{ij} = \rho v^i v^j + p \delta^{ij} - \sigma^{ij}$ – тензор плотности потока импульса, δ^{ij} – фундаментальный метрический тензор, σ^{ij} – симметричный тензор вязких напряжений, ε^{ijk} – единичный антисимметричный тензор, g – ускорение силы тяжести.

На ограничивающих жидкость твердых непроницаемых границах Σ выполняются условия прилипания и отсутствия потока соли через них

$$\mathbf{v}|_{\Sigma} = (S \mathbf{v} - \kappa \nabla S) \cdot \mathbf{n}|_{\Sigma} = \mathbf{0} \quad (1.2)$$

где \mathbf{n} – нормаль к поверхности Σ .

В силу сложности полная система (1.1) обычно не анализируется. На практике наряду с упрощенными версиями (1.1) используются и другие модели (теории линейных и нелинейных волн, приближение пограничного слоя, теории турбулентности).

Система определяющих уравнений (1.1) и граничные условия характеризуются большим числом размерных параметров, в которые входят: плотность ρ_0 и ее градиент $d\rho_0/dz$, коэффициент кинематической вязкости ν , коэффициент диффузии соли k_s , скорость U и размер препятствия D , ускорение свободного падения g . Все они имеют разные размерности. На их основе формируется семейство масштабов, характеризующих исходную стратификацию, геометрию течения, размеры основных структурных элементов. Наиболее крупными из них являются масштаб плавучести Λ , размер препятствия D , длина периодической $\lambda \sim D$ или присоединенной внутренней волны $\lambda = UT_b = 2\pi U/N$, которая определяется скоростью течения U и периодом плавучести среды. Вязкий волно-

вой масштаб $L_v = \sqrt[3]{g\nu/N}$ характеризует относительный размер препятствия, определяющий модальный состав излучаемых внутренних волн.

Помимо крупномасштабных, в задаче имеется семейство тонких масштабов.

Универсальные микромасштабы $\delta_N = \sqrt{\nu/N}$ и $\delta_s = \sqrt{\kappa_s/N}$ характеризуют толщину сингулярных компонент – пограничных слоев в нестационарных течениях, индуцированных диффузией на непроницаемом препятствии [9] и периодических пограничных слоев на осциллирующих поверхностях [10]. Они также проявляются и в структурах полей течений около произвольно движущегося препятствия. На боковых поверхностях препятствий, контактирующих с внешним течением, образуются сдвиговые пограничные слои, которые характеризуются другими масштабами длины – $\delta_u = \nu/U$ и $\delta_\rho = \kappa_s/U$, типичными для моделей течения Прандтля и Пекле [11].

Наличие многих масштабов отражает сложность картины течений, возникающих в неоднородных жидкостях. В системе уравнений (1.1) сингулярные компоненты характеризуют не только размеры областей, вблизи препятствия, в которых существенно влияние диссипативных факторов, но и масштабы динамически активных тонкоструктурных элементов течений в толще жидкости.

Отношения базовых масштабов образуют основные безразмерные параметры стратифицированных течений, отражающие относительное влияние диссипатив-

ных факторов (числа Рейнольдса $Re = \frac{L_x}{\delta_u} = \frac{U L_x}{\nu}$, Пекле $Pe = \frac{L_x}{\delta_\rho} = \frac{U L_x}{\kappa_s}$

или их отношение – число Шмидта $Sc = \frac{Pe}{Re}$), эффектов плавучести (внутреннее

число Фруда $Fr = \frac{\lambda}{2\pi L_x} = \frac{U}{N L_x}$) и изменчивости плотности на масштабах

препятствия (отношение масштабов $C = \frac{\rho_0}{\Delta\rho} = \frac{\Lambda}{D}$).

$$\frac{\rho_0}{\Delta\rho} \ll 1$$

Поскольку стратификация обычно слабая $\frac{\rho_0}{\Delta\rho} \ll 1$, а кинетические коэффициенты достаточно малые, значения базовых масштабов существенно различаются между собой ($\Lambda \gg D \gg \delta_u \gg \delta_\rho$; $\lambda \gg \delta_N \gg \delta_s$).

Существование больших и малых масштабов, часть которых служат коэффициентами в членах с наиболее высокими производными, указывает, что система фундаментальных уравнений (1.1.) относится к классу сингулярно возмущенных уравнений. Решение таких систем содержит как регулярно возмущенные функции, мнимая часть

которых пропорциональна соответствующим коэффициентам, так и сингулярно возмущенные функции, в которых действительная и мнимая части одного порядка и обратно пропорциональны малым коэффициентам. Наименьший из множества базовых масштабов (δ_p или δ_s) определяет пространственное разрешение метода, необходимое для регистрации всех элементов течения. Поскольку положение тонкоструктурных элементов движения заранее не известно, метод регистрации должен быть полевым с достаточно большой областью наблюдения.

2.2 Течения, индуцированные диффузией на топографии

Неоднородная по плотности среда, в которой существует постоянный поток стратифицированной по плотности компоненты, является термодинамически и механически неравновесной. Любое нарушение однородности фонового потока приводит к потере однородности плотности и формированию специфических течений даже в покоящейся жидкости в отсутствие возмущающих сил (т.н. течения, индуцированные диффузией на топографии). Существование таких течений, с которыми связываются “долинны и горные ветры” было замечено еще в начале 40-х годов [12]. Их свойства длительное время рассматривались в стационарном приближении, причем изучался только один компонент течения – одномасштабный пограничный слой, непосредственно примыкающий к наклонной границе. В нестационарной постановке пограничные слои для скорости и плотности расщепляются и характеризуются различными поперечными масштабами [13, 14]. Особый интерес представляет изучение течения такого типа около препятствия конечного размера.

Для визуализации картины течения, индуцированного прерыванием диффузионного потока на поверхности непроницаемой сферы численными методами, решена полная нелинейная система уравнений (1.1.) [9].

Картины течений, индуцированных диффузией на неподвижной сфере диаметром 2 и цилиндре диаметром 5 см в толще покоящейся неоднородной жидкости, приведены на рис. 1. Вблизи поверхности тела располагаются расщепленные пограничные слои в полях скорости (картина линий тока приведена в правой половине рис. 1 а) и плотности (в левой половине).

Теневые методы устойчиво визуализируют прослойки на уровнях полусов неровностей топографии около взвешенного шара нейтральной плавучести, уравновешенного внутри бассейна, цилиндра или неподвижного диска на фоне излучаемых внутренних волн.

В естественных условиях неоднородности стратификации, вызванные течениями данного типа, регистрируются с помощью высокочувствительной аппаратуры около вершин подводных гор и других неровностей рельефа. Высокоградиентные прослойки играют роль фильтров, замедляющих скорость погружения (или всплытия) твердых частиц минеральной и биологической природы, а также скорость всплытия газовых пузырьков. Повышение концентрации питательных веществ в прослойках влияет как на биопродуктивность, так и на акустические свойства среды. Таким образом, неоднородности рельефа или непроницаемые тела формируют в толще неоднородной жидкости тонкую структуру различных полей и в непосредственной окрестности, и на некотором удалении.

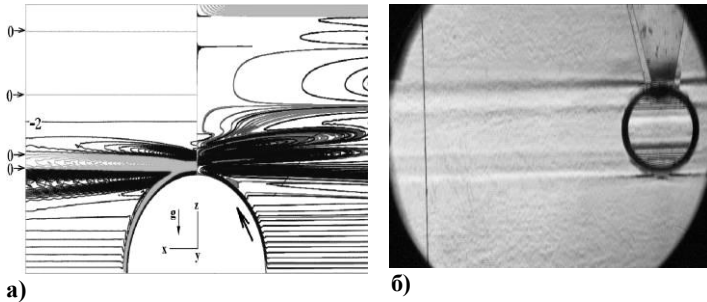


Рис.1. Картины течений, индуцированных диффузией на сфере (численное решение а) и наблюдаемое на цилиндре, погруженных в покоящуюся непрерывно стратифицированную жидкость б).

2.3. Классификация инфинитезимальных периодических течений

Крупномасштабные волновые и тонкоструктурные сингулярные элементы являются равноправными неотделимыми компонентами единой системы периодических движений, они появляются и исчезают одновременно, несмотря на различия в масштабах [15].

В общем случае решения для стратифицированных вращающихся сред допускают равномерный переход к однородной покоящейся жидкости. При этом происходит слияние двух различных пограничных слоев в единый вырожденный слой. Обратная аналитическая экстраполяция решений невозможна в силу недостаточной полноты исходной постановки.

Роль пограничных эффектов возрастает при нелинейном описании волновых движений, где они определяют число возможных механизмов эволюции систем. Изменения структуры и нелинейные взаимодействия пограничных слоев обеспечивают возможность генерации волн даже в тех случаях, когда прямое возбуждение запрещено условиями распространения в линейной теории. В общем случае динамика гидродинамических систем определяется нелинейным взаимодействием всех структурных элементов течений, как регулярных – волновых, так и сингулярных – пограничных слоев. В силу больших значений завихренности, взаимодействующие пограничные слои являются эффективными генераторами вихревых движений. Экспериментальное исследование этого процесса требует существенно совершенствования техники визуализации и измерения течений, которая должна разрешать микромасштабную структуру пограничных слоев.

Таким образом, в дополнение к двум традиционным классификациям компонент течений жидкостей – разделению течений на потенциальные и вихревые, на основе уравнений Эйлера, ламинарных и турбулентных по модели Рейнольдса, вводится третья, основанная на анализе свойств полных решений линеаризованных фундаментальных уравнений (регулярные и сингулярные компоненты). Достоинство классификации – полнота и универсальность, поскольку фундаментальная система масштабно инвариантна, возможность экстраполяции подхода на нелинейные системы традиционными методами нелинейной механики

3. Лабораторные установки для моделирования эффектов стратификации и вращения

Гидрооптические бассейны

Для моделирования природных процессов во всем диапазоне параметров создаются комплексы лабораторных установок, с учетом требований, вытекающих из масштабного анализа определяющих уравнений. Лабораторный гидрофизический комплекс ИПМех РАН состоит из пяти установок различной конструкции для моделирования эффекта стратификации и двух установок для исследования динамики вихревых течений.

Для оценки влияния масштабных факторов эксперименты проводятся по единой методике в бассейнах различного размера, что позволяет оценивать влияние среды на точность динамических измерений. Методика предусматривает возможность одновременного применения эффективных дистанционных методов (оптических и акустических) и контактных измерителей параметров стратифицированных течений в выбранных точках пространства. Все бассейны оборудованы сходными вспомогательными, регистрирующими и измерительными системами, к которым относятся: система заполнения бассейнов стратифицированной жидкостью с заданным законом распределения плотности, механизм протяжки моделей, перемещения контактных измерительных преобразователей, волнопродукторы внутренних волн, инструменты визуализации на основе интерференционно-теневых приборов, а также система сбора и обработки информации на базе компьютерной техники.

К измерительной аппаратуре, работающей в стратифицированной среде, предъявляются особые требования, связанные с особенностью взаимодействия чувствительных элементов с окружающей средой и существенным изменением их динамических характеристик. Для визуализации профиля скорости применяются подкраска среды, плотностные метки, взвешенные частицы, которые оказывают некоторое возмущающее воздействие на течение и не всегда строго отслеживают контролируемые параметры.

Минимальное возмущение в исследуемую среду вносят бесконтактные оптические теневые методы. Теневые приборы типа ИАБ (измеритель аберрации) позволяют реализовать различные методики: нож-щель, щель-нить, наклонная щель-нить, цветной теневой метод и шпирен-интерферометрию. Различные методики раскрывают фазовую картину поля внутренних волн, выявляют структуры в поле течения, позволяют провести количественные и качественные оценки градиента оптического коэффициента преломления и линейно связанного с ним градиента плотности. Система установки теневого прибора предусматривает возможность его полной юстировки в ходе каждого эксперимента для компенсации влияния начальной линейной стратификации.

В силу надежности основных элементов и высокого уровня автоматизации комплекс поддерживается в рабочем состоянии и эксплуатируется небольшим числом экспериментаторов. Отдельные установки комплекса эксплуатируются более десяти лет, при этом дополняются и совершенствуются. Наиболее важные научные направления, в которых используется комплекс: моделирование волновых процессов, изучение стратифицированных течений, термоконцентрационной конвекции, распространения акустических волн.

На начальном этапе значительное внимание уделялось обоснованию выбора размеров бассейна. Компактный бассейн проще заполнять стратифицированной жидкостью и удобнее эксплуатировать. Большой бассейн необходим для контроля выявленных закономерностей в диапазоне параметров, когда значения не только определяющих, но и вспомогательных безразмерных параметров приближаются к характерным для изучаемого явления в природных условиях.

Наименьшая установка, размеры которой выбирались из условия $L \gg h_c$, $L \gg \lambda_i$ (здесь h_c и λ_i - характерные масштабы конвективных течений и внутренних волн), изготовлена в двух однотипных вариантах с бассейнами размером $0,5 \times 0,5 \times 0,15$ м (ТСТ –1) (рис. 2) и $0,7 \times 0,7 \times 0,25$ м (ТСТ – 2). Малый вес бассейнов позволяет легко перемещать их в случае необходимости, в частности, использовать в опытах теневые приборы, входящие в другие стенды. Корпус бассейнов ТСТ изготовлены из алюминия, в их боковые стенки вставлены иллюминаторы из правленого кварца для наблюдения и фотосъемки моделируемых процессов в средах с большими температурными градиентами.

Система заполнения бассейна обеспечивает как создание двухслойной, многослойной и непрерывной стратификации методом непрерывного вытеснения. В нее входят два сообщающихся друг с другом бака, расположенных на одном горизонте. Один из них заполняется раствором $NaCl$ нужной концентрации, а другой – пресной водой. В баке для пресной воды установлена мешалка. При заполнении бассейна соленая вода постепенно подается в бак с пресной, перемешивается мешалкой и далее поступает снизу в бассейн. Пресноводный бак все время подпитывается раствором большей концентрации, поэтому концентрация раствора, подаваемого в бассейн, постепенно возрастает. Регулируя разность расходов в магистралях, можно варьировать величину градиента солености.

Контроль стратификации проводится оптическими методами и при помощи датчика удельной электропроводности. Основная масса экспериментов проводится в однородной и линейно стратифицированной жидкости с периодом плавучести $T_b = 5 \div 13$ с, причем погрешность измерения периода плавучести не превышает 5%.

Установка оснащена блоками контактных измерителей удельной электропроводности для измерения локальных характеристик поля электропроводности. Размер области пространственного осреднения используемого датчика составляет $0,5 \div 5$ мм, что позволяет измерять параметры тонкой структуры и внутренних волн. Установка оборудована также блоком измерителей температуры.

Для установки датчиков в заданную точку пространства, а также измерений характеристик жидкости, изменяющихся по глубине, используется двухкоординатное устройство, обеспечивающие скорость движения датчиков в диапазоне от 0,03 до 0,5 см/с. Позиционирование датчиков осуществляется с точностью до сотых долей миллиметра.

Для визуализации течений используется интерференционно – теневой прибор ИАБ-458 с диаметром поля зрения 230 мм. Осветительная и приемная части прибора располагаются в одной вертикальной плоскости. Настройка теневого прибора при изменении стратификации проводится без дополнительных оптических устройств: подбором угла наклона частей прибора, их высоты, взаимности пространственного и углового положения оптических осей в точках выхода луча из

осветительной части и входа в приемную часть. Юстировка сохраняется в течение серии однородных опытов.

Регистрация теневых картин осуществляется с помощью фотоаппаратов и видеокамер, устанавливаемых регулируемой платформе, которая размещается на оптической скамье. Линейные и угловые степени свободы платформы позволяют настраивать и закреплять положение регистрирующей аппаратуры с необходимой точностью. Расчеты, подбор и изготовление согласующей оптики выполнены непосредственно в лаборатории.

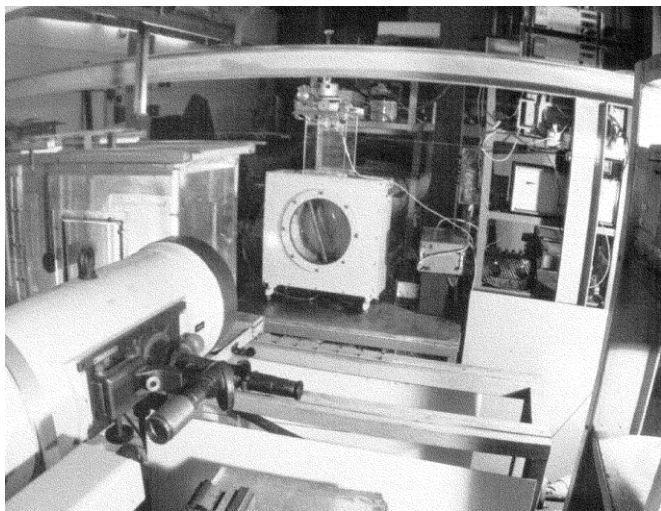


Рис. 2. Общий вид экспериментальной установки ТСТ-1

Для исследования обтекания препятствий изготовлен стенд «Лабораторный передвижной бассейн» (ЛБП), рабочий бассейн которого можно сдвигать относительно теневого прибора непосредственно в ходе опытов. Его размеры составляют 2,2 x 0,4 x 0,6 м (рис. 3). Корпус бассейна выполнен из оргстекла, а по длинным боковым сторонам вставлены по три иллюминатора из оптического стекла. Бассейн установлен на подвижной раме, которая может перемещаться по неподвижному основанию.

ЛБП оснащен эхолотами, излучателями и приемниками звука для проведения одновременных гидрофизических и гидроакустических работ. Трехкоординатное устройство перемещения датчиков имеет дистанционное управление. Контроль за всеми электромеханическими устройствами осуществляется с единой приборной стойкой, которая может перемещаться вокруг бассейна для удобства эксперимента.

Возможна установка дополнительного оборудования, такого как волнопродукторы, нагреватели и холодильники, а также исследование обтекания самодвижущихся и пассивных моделей жидкости с тонкой структурой.

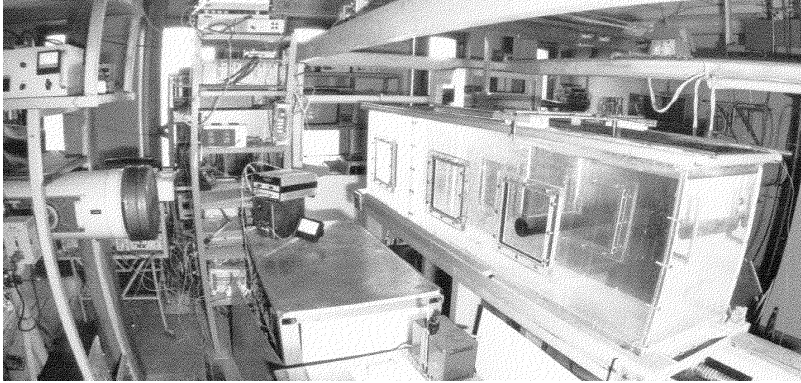


Рис. 3. Лабораторный передвижной бассейн (ЛПБ)

Для изучения турбулентных пятен, турбулентных струй и следов, дискретных вихрей и вихревых систем, а также для повторения отдельных экспериментов, выполненных в бассейнах меньшего размера с целью оценки масштабных факторов, используется наиболее сложная установка – Большой Лабораторный Измерительный Комплекс (БЛИК) (рис. 4).

Как и все предыдущие установки, БЛИК включает бассейн размером 7,0 x 1,2 x 1,2 м, боковые стенки которого частично изготовлены из оптического стекла, систему создания стратификации, трехкоординатное устройство перемещения датчиков, отдельные электромеханические генераторы поверхностных и внутренних волн, механизмы протяжки моделей, систему оптической визуализации, а также устройство генерации кольцевых и примыкающих вихрей. Оптические иллюминаторы высокого качества позволяют использовать все известные оптические методы (прямой теневой, шпирен-интерферометрический, теневой) по всей высоте бассейна.

Система заливки бассейна предусматривает как непрерывную заливку методом непрерывного вытеснения, так и послойную. В систему входят баки, центробежный насос, соединительные шланги, клапаны и вентили. Общий объем бассейна составляет 8,4 м³, время его заполнения – 11 часов.

Система заполнения позволяет создавать линейно стратифицированную жидкость с периодом плавучести $T_b=6\div 25$ с, а также другие типы стратификации – двухслойную, многослойную, с произвольным законом изменения плотности по высоте. При разрушении стратификации раствор из нижних слоев перекачивается в баки для повторного использования.

Установка БЛИК, так же как и остальные стенды, оснащена устройством трехкоординатного позиционирования контактных датчиков для установки их в заданную точку внутри бассейна, сканирования датчиками по трем координатам при измерении пространственных профилей гидрофизических параметров, или их перемещения на заданном расстоянии от модели. Погрешность установки датчиков составляет около 1 мм, скорость их перемещения находится в пределах 0,1÷1 см/с. Бассейн позволяет применять как лабораторные приборы, так и малогабарит-

ные типы измерителей параметров и процессов в морской среде (в частности зонды и буксируемые датчики).

Установка БЛИК, так же как и остальные стенды, оснащена устройством трехкоординатного позиционирования контактных датчиков для установки их в заданную точку внутри бассейна, сканирования датчиками по трем координатам при измерении пространственных профилей гидрофизических параметров, или их перемещения на заданном расстоянии от модели. Погрешность установки датчиков составляет около 1 мм, скорость их перемещения находится в пределах $0,1 \div 1$ см/с. Бассейн позволяет применять как лабораторные приборы, так и малогабаритные типы измерителей параметров и процессов в морской среде (в частности зонды и буксируемые датчики).

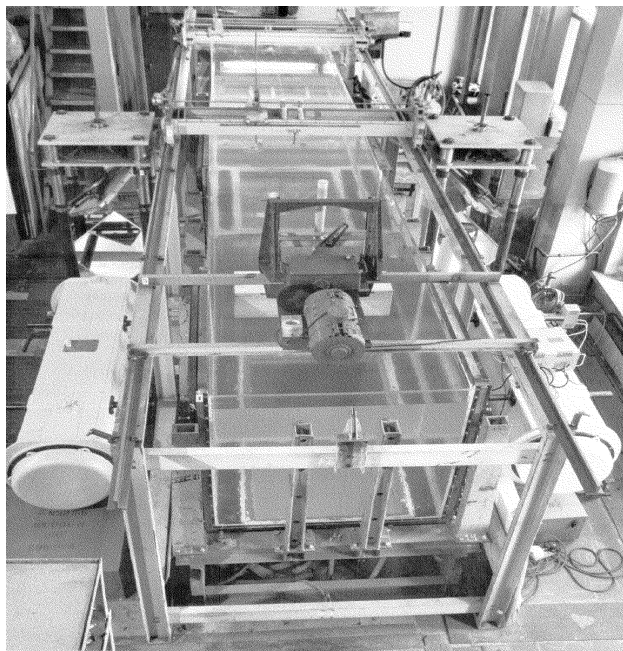


Рис. 4. Установка БЛИК.

Системы буксировки обеспечивают перемещение моделей по направляющей или на ноже, закрепленном на каретке на определенном горизонте. Диапазон скоростей буксировки моделей составляет $0,1 \div 10$ см/с. Измерения могут осуществляться как в фиксированных точках бассейна, так и на заданном расстоянии от модели. Буксировка модели может осуществляться не только по линейной, но и по сложной пространственной траектории. Управление всеми электроприводами сведено в единый блок управления исполнительными механизмами, имеющий выход на ЭВМ.

С целью проверки эффективности различных методов возбуждения внутренних волн в комплект бассейна включены два генератора внутренних волн: вытеснительный и осциллирующий. Волнопродукторы работают в диапазоне частот $0,03 \div 1$ Гц, амплитуда смещений излучателя устанавливается в диапазоне $0,2 \div 15$ см.

Для визуализации поля плотности используется интерференционно-теневой прибор ИАБ-463 с диаметром поля зрения 400 мм, позволяющий реализовать все основные методы исследований оптических неоднородностей. Ввиду того, что приемная и передающая части прибора ИАБ - 463 громоздкие и весят 450 кг каждая, разместить их по классической схеме невозможно, в том числе и вследствие трудности его перенастройки при изменении стратификации. При толщине слоя исследуемой жидкости 1,2 м лучи могут отклоняться на значительные углы (до 6°) в зависимости от величины градиента плотности среды. Вследствие этого к механизмам юстировки теневых приборов предъявляются противоречивые требования: они должны быть достаточно мощными, но в то же время обеспечивать необходимую точность.

В состав экспериментального комплекса Лаборатории Механики Жидкости ИПМех РАН входит еще один стенд, предназначенный для изучения формы свободной поверхности жидкости над вихревым течением в вертикальном цилиндрическом контейнере, вблизи нижнего торца которого вращается индуктор, приводя в движение жидкость.

Экспериментальный стенд представляет собой бассейн из прозрачного полиметилметакрилата, выполненный в виде параллелепипеда размерами $636 \times 446 \times 700$ мм без верхней грани (рис. 5). Все грани параллелепипеда выполнены из листового органического стекла толщиной 20 мм. Сквозь геометрический центр нижней грани проходит вал, соединенный напрямую с электромотором, ось вала совпадает с осью вращения электромотора. Для сохранения жесткости всей конструкции, она заключена в раму из металлического швеллера. Бассейн закрепляется внутри рамы при помощи винтов. Электромотор может вращать индуктор равномерно с различными угловыми скоростями в пределах от 200 до 2300 об/мин. Измерение частоты вращения вала двигателя (соответственно и диска) проводится с помощью оптического датчика, соединенного с частотомером. Плавная регулировка частоты вращения вала двигателя осуществляется с помощью кругового реостата, рычаг регулировки которого расположен на передней панели блока управления двигателем. Там же находится тумблер включения двигателя.

Бассейн заполняется отстоянной водопроводной водой комнатной температуры. Уровень жидкости задается отдельно для каждой серии экспериментов. Для сохранения постоянного объема жидкости внутри обечайки нижний ее торец устанавливается на резиновое кольцо-прокладку, исключаяющую переток между внутренним объемом обечайки и остальной частью бассейна. Верхний фиксирующий механизм обеспечивает герметичность данного соединения. Освещение рабочего объема жидкости производится галогеновым прожектором мощностью 500 Вт. Условия освещения (угол и высота расположения прожектора) подбираются так, чтобы при дальнейшей обработке изображения все детали свободной поверхности жидкости были видны и различимы (граница свободная поверхность – воздух должна быть видна очень четко на всем своем протяжении).

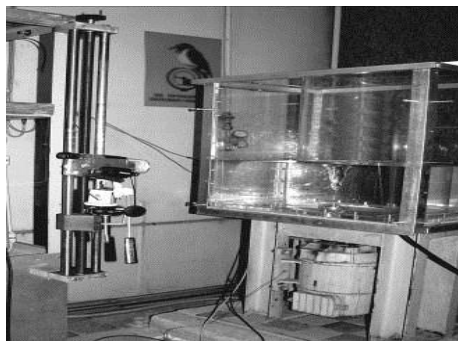


Рис. 5. Прототип стенда «Вихревые течения с кручением»

Регистрация формы свободной поверхности жидкости на всем протяжении эксперимента ведется с помощью цифровой видеокамеры, ось зрения которой проходит перпендикулярно поверхности передней стенки бассейна на уровне половины глубины жидкости, залитой в экспериментальный бассейн. При съемке на каждом кадре виден контур образующегося возмущения поверхности жидкости в проекции на вертикальную плоскость, проходящую через ось вращения жидкости (она же – ось вращения индуктора).

Управление экспериментом, сбор и обработка информации осуществляется с помощью блока управления и регистрации на базе ЭВМ, позволяющем автоматизировать измерения, решать различные модельные задачи, устанавливать соответствие теоретических моделей и экспериментальных данных.

В настоящее эксплуатируется большое число бассейнов с температурной и солевой стратификацией. Данный комплекс отличается от них несколькими особенностями:

- наличием масштабного ряда бассейнов, позволяющих проводить опыты при одной и той же стратификации с моделями различного размера;
- возможностью реализовать все виды высокоразрешающих оптических методов, включая теневые и интерферометрические;
- широким набором вспомогательных устройств и механизмов, позволяющих создавать основные формы свободных движений стратифицированных сред (струи, вихри, следы, турбулентные пятна, внутренние волны, конвективные течения) и их комбинации.

Возможности комплекса с его уникальным оборудованием далеко не исчерпаны и могут быть расширены, например, путем проведения динамических и статических градуировок океанических приборов, проведения интеркалибровок измерительных преобразователей, применяемых для натурных исследований, дооснащения оптическими и радиолокационными приборами, моделирующими авиационные и спутниковые системы дистанционного зондирования океана.

4. Результаты экспериментальных исследований

Моделирование течений и волн в стратифицированных средах

В 30 годы прошлого века теневой метод, разработанный для исследований астрономической оптики, стал широко применяться в газовой динамике, где коэффициент преломления меняется незначительно, а вариации его градиента велики [16]. В конце 60 годов прошлого века теневые приборы стали применяться для визуализации стратифицированных течений, где и коэффициент преломления, и его производные не являются медленно меняющимися величинами [17]. При этом изменилась процедура настройки теневого прибора. Угловое положение осветительной и приемной частей выбирается с учетом величины отклонения луча в исследуемой среде, которая в свою очередь зависит от величины стратификации. Среда является эквивалентом оптической призмы, разлагающей белый свет на спектральные компоненты, что используется для получения цветного теневого изображения, обладающего повышенной информативностью по сравнению с черно-белым.

В качестве примера на рис. 6 приведены теневые изображения картин внутренних волн, излучаемых наклонной полосой, колеблющейся вдоль своей поверхности и вертикальным цилиндром, осциллирующим в вертикальном направлении. В теневом изображении, полученном методом “цель-нож” с помощью теневого прибора ИАБ-458 в лаборатории механики жидкостей ИПМех РАН представлены два типа волн – одномодальные, лежащие в плоскости излучателя и бимодальные, распространяющиеся, в данном случае, по нормали к нему. Наряду с наклонными волновыми пучками в картине присутствуют почти горизонтальные полосы, касающиеся кромок излучателя, которые можно трактовать как элемент тонкой структуры среды. С учетом полной теории гармонических движений, создаваемых колебаниями твердого тела в жидкости, эти возмущения можно интерпретировать как внутренние пограничные течения, которые образуются вследствие отрыва внутренних пограничных слоев от поверхности тела.

В шпирен-интерферометрическом изображении картины стратифицированных течений около колеблющегося горизонтального цилиндра отчетливо выражены четыре пучка бимодальных внутренних волн и область неволновых возмущений в окрестности излучателя. Тонкослоистые структуры в изображении отсутствуют, что является следствием существенно худшего пространственного разрешения данного высокочувствительного метода, которая определяется расстоянием между мнимыми источниками, формирующими интерферометрическое изображение.

Теневые картины, полученные различными методами, не являются подобными. Метод ножа является наиболее чувствительным, но изображения волн, попадающие за границы рабочего диапазона прибора, затемняют менее контрастные мелкомасштабные элементы течения. Метод нити визуализируют только линии гребней и впадин волн и позволяют на их фоне регистрировать более тонкие структуры. Чувствительность и разрешение цветного теневого метода можно регулировать, меняя шаг и тип визуализирующей решетки. Таким образом, применение трех независимых методов повышает достоверность и надежность результатов [18].

Высокоразрешающие теневые методы позволяют выделить в поле внутренних волн новые структурные элементы – уединенные висячие разрывы, изображения которых приведены на рис. 7. Специфические вихревые слои образуются непо-

средственно в поле внутренних волн и не контактируют с препятствием или стенками бассейна.

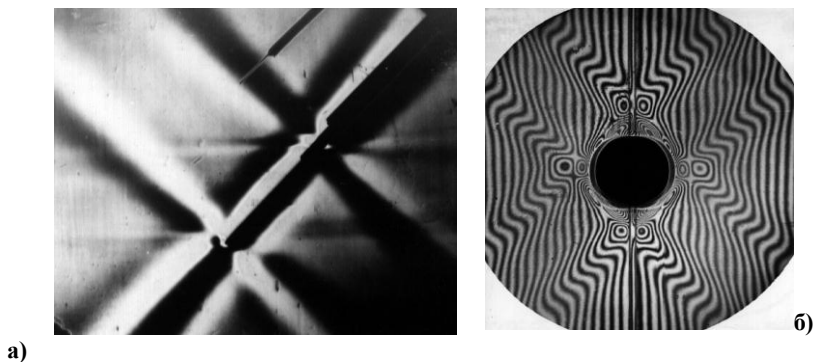


Рис. 6. Теневое (а) и интерферометрическое (б) изображения пучков двумерных внутренних волн, возбуждаемых осциллирующей наклонной пластиной (а) и горизонтальным цилиндром (б).

Волновые возмущения позади цилиндра на рис. 7 настолько велики, что в ряде областей отклоненный луч виньетировается конструктивными элементами теневого прибора и в изображении появляются темные пятна, идентифицирующие геометрическое место точек областей максимальных амплитуд волн. Некоторые из областей максимальных амплитуд (в частности, визуализированные группой пятен, лежащих на наклонном луче позади препятствия), описываются существующей теорией внутренних волн, некоторые (вблизи следа и уединенных разрывов) требуют дополнительного изучения.

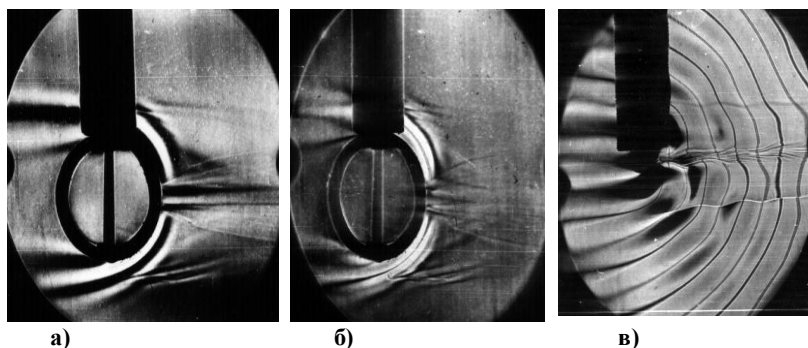


Рис. 7. Теневые изображения картины течения непрерывно стратифицированной жидкости около горизонтального цилиндра, буксируемого с постоянной скоростью: метод “вертикальная щель-нож” (а), “вертикальная щель-нить” – (б, в).

С увеличением скорости препятствия в течении появляются вихревые компоненты, как в гидродинамическом следе, так и в поле присоединенных внутренних волн. Их число и внутренняя структура зависят от параметров движения препятствия. Теневые изображения показывают, что внутри всех вихрей выражены тонкоструктурные прослойки. С каждым из вихрей связана собственная система внутренних волн.

В работе [19] аналитическими и численными методами исследовалась тонкая структура пучков трехмерных периодических внутренних волн. С учетом симметрии внутренних волн в качестве источника выбран лежащий на твердой горизонтальной поверхности диск радиуса R , который совершает вертикальные колебания с частотой ω и малой амплитудой скорости V . Модальная структура конического пучка периодических внутренних волн при различных диаметрах излучающего диска показана на рис. 8 (частота плавучести, частота и амплитуда скорости вертикальных осцилляций источника во всех случаях поддерживаются постоянными). Диск малого радиуса ($R = 1,7$ см) излучает одномодальный пучок с максимумом смещений в центре (рис. 8, а). В картине распределения абсолютного значения скорости в вертикальной плоскости в пучке внутренних волн, излучаемых широким диском ($R=4$ см), выделяются два максимума на краях пучка (рис. 8, б), распределения вертикальной компоненты и модуля скорости поперек пучка и в этом случае остаются симметричными.

Пограничные слои на плоскости выходят за границу источника, возмущения в них сфазированы с волновыми. В силу малости поперечных размеров картина тонкоструктурных элементов быстро эволюционирует во времени синхронно по всей области наблюдения.

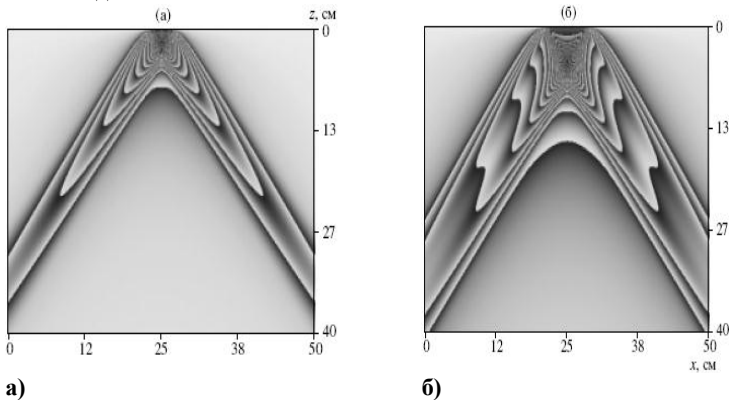


Рис. 8. Модальная структура конических пучков периодических внутренних волн, генерируемых горизонтальным диском малого $R=1,7$ см; а) и большого радиуса $R=4$ см; б)

Показано распределение модуля вертикальной компоненты скорости в центральном сечении пучка ($V=0,25$ см/с, $\omega=0,998$ с $^{-1}$, $t=0$).

Исследование формы свободной поверхности жидкости проводится методом прямой теневой визуализации. Наличие свободной поверхности существен-

но влияет на характер вихревого движения в контейнере. С одной стороны, картина течения сложна, поскольку на свободной поверхности могут появляться короткие капиллярные и более длинные гравитационные волны. С другой стороны, форма свободной поверхности является наглядным индикатором распределения давления в жидкости.

Для выполнения исследования этой системы на качественном уровне, необходимо определить характерные параметры, управляющие изменением качественной картины наблюдаемого явления, а также их критические значения. В данном случае роль параметра будет играть частота вращения диска-активатора. Частота вращения может иметь несколько критических значений, связанных с геометрическими, энергетическими и инерциальными характеристиками возникающего течения. Первый частотный масштаб связан с собственными вертикальными колебаниями слоя жидкости в поле внешней силы тяжести. Так как для основной моды вертикальных колебаний на расстоянии равном глубине жидкости H должна укладываться половина длины волны λ , то эквивалентный математический маятник длиной $2H$ характеризуется частотой $\omega_H = \sqrt{g/2H}$, значение которой, безусловно, справедливо для идеальной невязкой жидкости, но может быть использовано в качестве приближенного в исследуемой системе.

Следующие частотные масштабы вводятся на основе инерциальных и энергетических свойств малых жидких элементов. Жидкие частицы, находящиеся на краю диска и вблизи дна, отрываются от вращающегося узкого слоя и разлетаются от диска по спиральным траекториям, приобретая радиальную и вертикальную компоненты скорости. Поскольку характерные инерциальные свойства таких частиц характеризуются величинами ускорений g (для вертикального направления) и $\omega^2 r$ (для радиального), то можно ввести характерное отношение этих ускорений $\omega^2 r/g$. Чем меньше это отношение, тем слабее вклад в общее течение жидкости ее радиального переноса. Обращение этого соотношения в единицу при заданном радиусе вращающегося диска определяет инерциальное критическое

значение частоты вращения $\omega_I = \sqrt{g/r}$.

В рамках энергетического подхода можно ввести отношение, которое определяет возможность подъема жидкой частицы со дна до поверхности. В том случае, когда это отношение превышает единицу, течение характеризуется сильными восходящими и нисходящими потоками. Обращение этого соотношения в единицу при заданном радиусе вращающегося диска определяет энергетическое

критическое значение частоты вращения $\omega_E = \sqrt{2gH/r}$. Полученные критические частоты не являются независимыми, поскольку выполняется соотношение

$\omega_I^2 = \omega_E \omega_H$, откуда следует, что инерциальная критическая частота всегда принимает промежуточное значение между двумя остальными критическими частотами.

Наблюдаемую картину движения можно схематично свести к комбинации двух вихрей, один из которых имеет вертикальную ось, а другой является тороидальным. В результате получается сложное движение, где частицы жидкости двигаются по сложным спиральным траекториям. Возникающий при старте на кромке диска тороидальный вихрь формирует пограничные слои на обечайке и свободной поверхности жидкости. Возникающие градиенты давления постепенно вовлекают в сложное вихревое движение всю жидкость в обечайке.

Свободная поверхность жидкости, при установившемся режиме течения вращается в направлении движения индуктора. Такое сложное многокомпонентное течение формирует градиенты давления внутри жидкости, приводящие к изменению формы свободной поверхности (типичные формы приведены на рис. 9).

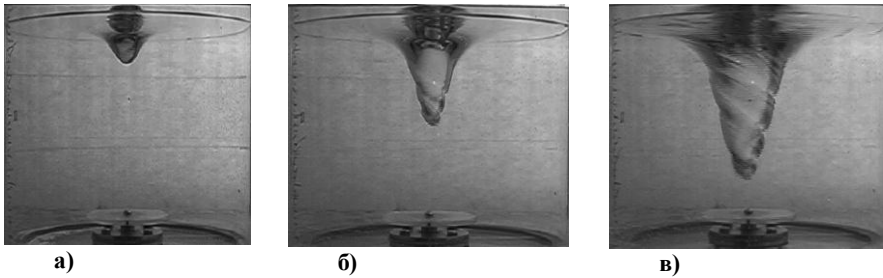


Рис. 9. Форма свободной поверхности установившегося вихревого течения в цилиндрической обечайке внутренним диаметром 29,6 см, глубина жидкости $H = 15$ см, радиус индуктора $r = 5,0$ см; частота вращения диска: а-в) – 440, 720, 1120 об/мин

В большинстве проведенных экспериментов глубина жидкости удовлетворяла условию “глубокого бассейна”, когда характеристические частоты удовле-

творяют неравенству $\omega_H < \omega_I < \omega_E$. Таким образом, на основе классификации дополнительных особенностей формы вихревого движения выделены 3 основных типа формы возмущений поверхности жидкости. Первый тип формы свободной поверхности наблюдается над сравнительно медленно вращающимся диском: поверхность жидкости сохраняет гладкую форму, без особенностей (рис. 9, а). Поверхность вращающейся жидкости сохраняет гладкую форму при частотах вращения индуктора не превосходящих ω_H .

Глубина воронки монотонно растет по направлению к ее центру, центральная часть имеет параболическую форму, как если бы имело место твердотельное вращение жидкости. С увеличением частоты вращения индуктора растет скорость индуцированного вихревого движения, форма поверхности жидкости начинает усложняться. На поверхности воронки появляются крупномасштабные возмущения, имеющие вид спиралей. Такой вид поверхностных волн далее будет именоваться инерциальными волнами. Спиральные возмущения наиболее четко проявляются в нижней части воронки (рис. 9, б). Из экспериментальных данных следует, что на поверхности жидкости инерциальные волны видны при значениях частот в диапазоне $\omega_H < \omega < \omega_I$.

Наиболее геометрически сложной формой обладает поверхность жидкости в случае, если частота вращения активатора располагается в пределах $\omega_I < \omega < \omega_E$. В этом случае помимо инерциальных волн, на поверхности становится возможным различить более мелкомасштабные спиральные возмущения, которые далее именуется спиральными волнами (рис. 9, в). На этом этапе эволюции формы свободной поверхности становится возможным провести анализ периода инерциальных волн. Форма профиля поверхности жидкости на боковых участках существенно не изменяется, во всех трех рассмотренных режимах течения.

Для визуализации картины течения и уточнения сведений о его структуре, в ходе исследований применялся метод окрашивания жидкости флуоресцентными красителями (родамин, уранил). В ходе экспериментов выяснилось, что вихрь имеет центральную выделенную область, жидкость из которой не смешивается с остальной жидкостью, заполняющей бассейн (рис. 10).

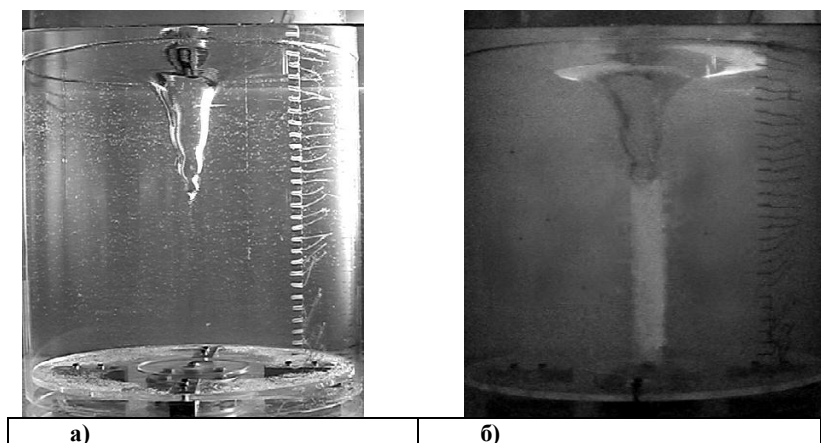


Рис. 10. Общий вид течения в экспериментальной установке при использовании флуоресцентных красителей в различные моменты времени (частота вращения активатора 2000 об/мин, глубина слоя жидкости 25 см, радиус активатора 5 см); а) картина течения, подсвеченная мощным галогеновым прожектором, б) картина течения, подсвеченная люминесцентной лампой.

Заключение

Комплекс экспериментальных установок Лаборатории механики жидкостей ИПМех РАН предназначен для моделирования свободных стратифицированных течений, механизмов образования тонкой структуры природных систем гидрооптических бассейнах различного объема (от $0,04 \text{ м}^3$ до 10 м^3). С целью обеспечения единства измерений во всех бассейнах используются единые методики наблюдений и измерений параметров процессов.

Комплекс оборудован современной системой сбора, анализа и представления измерительной информации на базе ИВМ РС-586. Совместное применение разнообразных методов оптической визуализации, эхолокации, микроконтактных пре-

образователей удельной электропроводности, температуры и скорости звука позволяет получать уникальные результаты.

Вспомогательные механизмы позволяют проводить динамическую и статическую градуировку измерительных преобразователей для лабораторных и натуральных условий, интеркалибровку измерительной техники, применяемой для натуральных исследований, проверку ее возможностей при измерении тонкой структуры природных динамических процессов.

Комплекс используется для решения интегрированных физико-химических и экологических задач. Основная особенность данного комплекса – применение высоко разрешающих оптических систем (на базе ИАБ-451, 458, 463) и полевых методов, обеспечивающих непрерывное измерение скорости и плотности среды.

Одним из основных экспериментальных достижений является идентификация сингулярных компонент во всех типах течений непрерывно стратифицированных сред – внутренних пограничных течений. Характерные масштабы сингулярных компонент определяются диссипативными свойствами и частотой плавучести среды и совпадают с масштабами течений, индуцированных диффузией на непроницаемых наклонных поверхностях в покоящихся непрерывно стратифицированных средах.

Возможности комплекса с его уникальным оптическим и акустическим оборудованием исчерпаны далеко не полностью и могут быть значительно расширены как в части номенклатуры изучаемых процессов, так и состава дополнительно привлекаемых измерительных систем. Отдельные установки комплекса, которые эксплуатируются более пятнадцати лет, постоянно дополняются и совершенствуются. Уточняется методика переноса лабораторных результатов на природные условия, базирующаяся на анализе полной системы уравнений термогидромеханики стратифицированных сред. Комплекс может быть дооснащен оптическими и радиолокационными приборами, моделирующими авиационные и спутниковые системы дистанционного зондирования океана.

Литература

234. Oceanography. An illustarting guide. Editors Summerhyers C.P., Thorpe S.A. Manson Publishing Ltd, 1996, 352 p.
235. Chashechkin Yu.D., Baydulov V.G., Kistovich A.V. Basic properties of free stratified flows // J. of Engineering Mathematics, 2006. V. 55. No. 1-4, May-August 2006. P. 313-338
236. Федоров К.Н. Тонкая термохалинная структура вод океана. Л.-д.: Гидрометеоздат, 1976, 184 с.
237. Schmitt R.W. Mixing in a thermohaline staircase. In J. Nihole and B. Jamart (Eds.), Small-scale turbulence and mixing in the ocean. Elsrvier, New-York, 1988, p. 435-452.
238. Ekman H.W. On dead water // The Norvegian North Polar Expedition 1883-1886. Christiania. 1904. V.V. Ch. XV.
239. Mendelhall C.E., Mason M. The stratified subsidence of fine particle // Proc. of Natl. Acad. of Sci. of the USA. 1923. V. 9. № 6. P. 199-207.
240. Лайтхилл Дж. Волны в жидкостях. М.: Мир, 1981, 598 с.

241. The practical salinity scale 1978 and international equation of state of seawater 1980. UNESCO. Tech. Rep. Mar. Sci., 1981, N. 36, P. 17 – 19.
242. Байдулов В.Г., Матюшин П.В., Чашечкин Ю.Д. Структура течения, индуцированного диффузией, около сферы в непрерывно стратифицированной жидкости // Доклады АН. 2005. Т. 401. № 5. с. 613-618.
243. Кистович А.В., Чашечкин Ю.Д. Отражение капиллярно-гравитационных волн от областей поверхностной конвекции // Доклады АН. 2005. Т. 404. № 2. с.184-187.
244. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, ГРФМЛ, 1969, 742 с.
245. Прандтль Л. Гидроаэромеханика. Иностр. Лит. М., 1949, 520 с.
246. Linden P.F., Weber J.E. The formation of layers in a double diffusive system with sloping boundary. J. Fluid Mech. 1977. V. 81. Pt. 4. P. 757-773.
247. Кистович А.В., Чашечкин Ю.Д. Структура нестационарного пограничного течения на наклонной плоскости в непрерывно стратифицированной среде // Доклады АН. 1992. Т. 25. № 4. с. 833-837.
248. Чашечкин Ю.Д., Кистович А.В. Классификация трехмерных периодических течений в жидкости // Доклады АН. 2004. Т. 395. № 1. С. 55-58. Doklady Physics. 2004. V.49. No. 3. P.183-186.
249. Скотников М.М. Теневые количественные методы в газовой динамике. М.: Наука. 1976. 160 с
250. Васильев Л.А. Теневые методы. М.: Наука. 1968. 400 с.
251. Показеев К.В., Чаплина Т.О., Чашечкин Ю.Д. Введение в оптику океана: Учебное пособие. М., МАКС Пресс. 2007. – 176 с.
252. Чашечкин Ю.Д., Васильев А.Ю., Бардаков Р.Н., Тонкая структура пучков трехмерных периодических внутренних волн, Доклады АН, 2004, Т.397, №3, с. 1-4.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОРОД ГОРНОГО МАССИВА (ЕНИСЕЙСКИЙ КРЯЖ) В СВЯЗИ С ВЫБОРОМ УЧАСТКОВ ДЛЯ ЗАХОРОНЕНИЯ РАДИОАКТИВНЫХ ОТХОДОВ

Попов В.Г.¹, Петрунин Г.И.¹, Петров В.А.², Полуэктов В.В.²

¹ *Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова,*

² *Лаборатория Радиогеологии и Радиогеоэкологии ИГЕМ РАН*

При обосновании проектных решений, связанных со строительством крупных объектов для захоронения радиоактивных отходов, наряду с геологическими, петрографическими и геохимическими данными крайне необходимы сведения о теплофизических свойствах пород, позволяющих прогнозировать возможное изменение температурного режима в зоне захоронения. Дело в том, что выделение тепловой энергии, связанное с распадом радиоактивных источников, может привести на границах контакта минеральных зерен пород с резко отличающейся теплопровод-

ностью к контрастным температурным градиентам, к возрастанию термоупругих напряжений и, в конечном результате, к развитию микротрещиноватости горного массива, которая может оказать существенное влияние на изменение экологической обстановки в районе эксплуатации объекта. Кроме того, увеличение температуры для некоторых типов пород, как правило, сопровождается уменьшением теплопроводности (a) и теплопроводности (λ), которое, в свою очередь, увеличивает температурные градиенты в целом, способствуя дополнительному нарастанию термоупругих напряжений.

Объектами теплофизических исследований в настоящей работе явились образцы горных пород Нижнеканского массива (скважины **1 И-500** и **1 К-700**), петрографическое описание которых выполнено в лаборатории Радиогеологии и Радиогеоэкологии ИГЕМ РАН и представлено в таблицах 1, 2. В таблицах 1,2 приняты следующие обозначения: Тек – текстура породы, Стр – структура породы. Кв – кварц, Би – биотит, Му – мусковит, РО – роговая обманка, КПи – клинопироксен, Кпш – калиевый полевой шпат (микроклин, ортоклаз), Пл – плагиоклаз, Аб – альбит, Сер – серицит, ПШ – метасоматические не прозрачные полевые шпаты (калишпат, альбит), Гл. м – глинистые минералы (каолинит, гидрослюда, монтмориллонит, и др.), Кар – карбонат, Хл – хлорит, Ап – апатит, Сф – сфен, Цр – циркон, НМ – не прозрачные минералы (магнетит, лейкоксен, гематит), ЛПА – лейкоксеноподобный агрегат. *ИГМИ* – интенсивность гидротермально-метасоматического изменения породы в баллах [0 исх. порода \Rightarrow min

Табл 1. Петрографическая характеристика образцов из скважины 1 И-500.

№ о бр.	Порода	Текстурно- структурная Характеристика	Минеральный состав (%) и Интенсивность гидро- термально-метасоматических изменений (ИГМИ)
<i>И</i> -88.3	<i>Кварцевый диорит биотит- роговообман- ковый</i>	Тек: массивная, слабо гнейсовидная Стр: гипидио- морфнозернистая; м-з/с-з, р-зер	<i>Би, РО 15-20, Кв 10-15 (перекристаллизация), Пл 60- 70, Сф, Ап, Цр, НМ 2-3 ИГМИ-0</i>
<i>И</i> -124.7	<i>Метасо- матит по гра- нито-гнейсу</i>	Тек: гнейсо- видная (параллель- но-сланцеватая), мелкоочковая. Стр: метасома- тическая, бластокатакла- зитовая, участками бластомилони- товая	Гл. м, Сер, Хл, Кар, ЛПА 10-15, Кв 25-30, Кпш (ПШ) 30-35, Пл (ПШ) 25-30, НМ 1- 2, Кар (прожилки). ИГМИ-3

<i>И</i> -142.6	<i>Метасо- матически- измененный гранито-гнейс</i>	Тек: массивная, переходная к слабо гнейсовидной. Стр: лепидо- гранобластовая	Би, Хл, ЛПА, Гл. м, Сер 25-30, Кв 25-30, Кпш 30-35, Пл 25-30, НМ 1-2 <i>ИГМИ- 2</i>
<i>И</i> -189.9	<i>Кварцевый диорит – монцодиорит</i>	Тек: массивная, слабо гнейсовидная Стр: гипидио- морфнозернистая, монцитонитовая	Би, РО 25, Кв 15, Кпш 5- 10, Пл 45-50, Сф, Цр, НМ 2-3 <i>ИГМИ 1</i>
<i>И</i> -193.1	<i>Кварцевый диорит биотит- рогообман- ковый</i>	Тек: массивная Стр: гипидио- морфнозернистая; м-з/с-з, р-зер	<i>Би, РО, Хл 15, Кв 10-15 (перекристал-лизация), Пл 70-75, Сф, Цр, НМ 2-3 ИГМИ-min</i>
<i>И</i> -247.6	<i>Кварцевый диорит</i>	Тек: гнейсо- видная Стр: гипидио- морфнозернистая	Би, РО 15-20, Кв 15, Кпш 5, Пл 55-60, Сф, Ап, НМ 2-3 <i>ИГМИ 0</i>
<i>И</i> -304.2	<i>Кварцевый диорит</i>	Тек: гнейсо- видная, пятнистая, слабо полосчатая Стр: гипидио- морфнозернистая, участками лепидо- гранобластовая с микробрекчирова- нием	Би 20-25, Кв 15-20, Кпш 5, Пл 50-55, НМ (Мг, Сфд), Сф, Эп 7, Гл. м (прожилки) <i>ИГМИ-1</i>
<i>И</i> -323.1	<i>Гнейс адамелитово- го состава</i>	Тек: гнейсовая Стр: гнейсовидн ая; м-з/с-з, н-зер	<i>Би 5-10, Кв 20-25, Кпш 25-30, Пл 25-30, Сф, НМ 3-5 ИГМИ-0</i>
<i>И</i> -330.8	<i>Гранито- гнейс ада- мелитового состава</i>	Тек: гранито- гнейсовая, Полосчатая Стр: лепидо- гранобластовая	Би, РО 5-10, Кв 20-25, Кпш 30-35, Пл 25-30, Сф, НМ 3-5 <i>ИГМИ-1</i>
<i>И</i> -357.2	<i>Кварцевый диорит</i>	Тек: массивная, слабо гнейсовидная Стр: гипидио- морфнозернистая	Би, РО 35-40, Кв 15, Кпш 5, Пл 35-40, Ап, НМ 1-2 <i>ИГМИ-0</i>
<i>И</i> -459.2	<i>Гранит</i>	Тек: массивная, гнейсовидная Стр: гранито- вая, переходная к порфировидной	Би, Хл 5-7, Кв 30, Кпш 30-35, Пл 25-30, НМ 1-2 <i>ИГМИ-1</i>

<i>И</i> -491.7	<i>Гнейс адамеллитово- го состава</i>	Тек: гнейсовая, полосчатая Стр: лепидо- гранобластовая, бластомилонитовая (мелкие “зонки”	Би 15-20, Кв 25-30, Кпш 25-30, Пл 25-30, НМ 1-2 <i>ИГМИ-0</i>
<i>И</i> -504.8	<i>Кварцевый диорит</i>	Тек: массивная, слабо гнейсовидная, широ-такситовая Стр: гипидио- морфнозернистая с элементами мон- цитовой структу- ры	Би, РО 20-25, Кв 10-15, Кпш 5, Пл 60-65, Сф, НМ 2-3 <i>ИГМИ-0</i>

(минимальная интенсивность) – 1 \Rightarrow med (средняя интенсивность) - 2 \Rightarrow max (максимальная интенсивность) - 3].

Минеральный состав гидротермально-метасоматически измененных пород - метасоматические не прозрачные полевые шпаты (калишпат, альбит), карбонат, хлорит, Сер, Г.л.м, ЛПА, гематит.

Классификация кристаллических зернистых структур пород дана в зависимости от размера зерен (мм): т-з (<1 мм), м-з (1-2 мм), с-з (2-5 мм), к-з (> 5 мм); равномерно- (р-зер) и неравномернозернистые (н-зер) структуры.

Измерения тепловых свойств пород в интервале температур 300-570К осуществлялись методами регулярных тепловых режимов II и III-родов на установках, разработанных на кафедре физики Земли Физического факультета МГУ [1,2]. Указанный диапазон перекрывает интервал температур залегания пород и дает возможность проследить установление теплового режима скважин в случае изменения термодинамических условий. Средние значения тепловых параметров по отдельным группам пород показаны в таблице 3. Тепловые свойства пород массива при комнатных температурах изменяются в достаточно широких пределах. Если исключить из обсуждения образец метасоматически измененного спессартита К 674.0, для которого получены исключительно низкие значения α и λ , изменения теплопроводности, теплопроводности и теплоемкости пород при комнатных температурах находятся в следующих диапазонах, соответственно: (9.06 – 16.8) 10^{-7} м²/с, (2.15 - 3.68) Вт/м·К, (740 – 920) Дж/кг·К. Менее всего варьирует удельная теплоемкость (C_p) и при расчетах температурного режима массива вполне представительным может быть среднее значение 830 Дж/кг·К, которое отличается от крайних не более, чем на 10-12%. Анализ показывает, что наиболее высокие значения теплоемкости наблюдается у пород, имеющих в своем составе значительное количество минералов, содержащих связанную воду в виде гидроксильных групп ОН в кристаллических структурах цепочечных (амфиболы) и слоистых силикатов, таких

как роговая обманка – РО, хлорит – Хл, биотит – Би, глинистые минералы - Г.л.м (образцы И 357.2, и 504.8, К 674.4). Поскольку теплоемкость горных пород

аддитивна не только по отношению к минеральному, но и к химическому составу, а

Табл. 2. Петрографическая характеристика образцов из скважины 1 К-700.

№ о бр.	Порода	Текстурно- структурная Характеристика	Минеральный состав (%) и Интенсивность гидро- термально- метасоматических измене- ний (ИГМИ)
<i>К -120.5</i>	<i>Ада- меллит порфи- ровидный</i>	Тек: массивная, пятнистая Стр: Порфиро- фидная; с-з/к-з, н-зер	Би, Му, Хл, ЛПА 10- 15, Кв 25-30, Кпш 20-25, Пл 25-30, НМ 1-2 <i>ИГМИ-min</i>
<i>К -156.6</i>	<i>Лейкогра- нит биотито- вый</i>	Тек: массивная Стр: гипидио- морфнозернистая; с-з/к-з, н-зер	Би, Му 2-3, Кв 25-30, Кпш 40-45, Пл 25-30, НМ 1 <i>ИГМИ-0</i>
<i>К -184.5</i>	<i>Ада- меллит биотито- вый</i>	Тек: массивная Стр: гипидио- морфнозернистая; с-з, р-зер	Би, Му, Хл 5-10, Кв 25-30, Кпш 25-30, Пл 30- 35, НМ 2-3 <i>ИГМИ-0</i>
<i>К -232.4</i>	<i>Лейкогра- нит биотито- вый</i>	Тек: массивная Стр: гипидио- морфнозернистая; с-з/к-з, н-зер	Би, Му, Хл 2-3, Кв 25- 30, Кпш 40-45, Пл 25- 30, НМ 2-3 <i>ИГМИ-0</i>
<i>К -459.7</i>	<i>Лейкогра- нит биотито- вый</i>	Тек: массивная Стр: гипидио- морфнозернистая; с-з/к-з, н-зер	Би, Му 2-3, Кв 25-30, Кпш 40-45, Пл 25-30, НМ 1 <i>ИГМИ-0</i>
<i>К -496.3</i>	<i>Тоналит- кварцевый монцодио- рит биотито- вый</i>	Тек: массивная Стр: гипидио- морфнозернистая; м-з/с-з, р-зер	Би, Му, Хл 10-15, Кв 15-20, Кпш 5-10, Пл 60-65, НМ 2-3 <i>ИГМИ-0</i>
<i>К -546.7</i>	<i>Тоналит- кварцевый монцодио- рит биотито- вый</i>	Тек: массивная Стр: гипидио- морфнозернистая; м-з/с-з, н-зер	Би 10-15, Кв 20, Кпш 5-10, Пл 55-60, <i>Сф, Цр</i> , НМ 2-3 <i>ИГМИ-0</i>

<i>К</i> -560.8	<i>Гранодиорит</i>	Тек: массивная, пятнистая Стр: гипидиоморфнозернистая, порфиرويدная (слабо выражена)	Би 5-7, Кв 25-30, Кпш 10-15, Пл 45-50, НМ 1 <i>ИГМИ-1</i>
<i>К</i> -581.3	<i>Кварцевый монцодиорит разнейсованный, катаклазированный</i>	Тек: массивная, сланцеватая, слабо полосчатая, участками мелкоочковая Стр: лепидогранобластовая, участками бластокатаклазитовая, пойкилитовая; с-з, н-зер	РО, КПи 15-20, Кв 10-15, Кпш 10, Пл 45-50, <i>Сф, Цр, НМ 5</i> <i>ИГМИ-0</i>
<i>К</i> -613.1/ 2	<i>Порфиرو-видный адамеллит</i>	Тек: массивная, пятнистая Стр: Порфиробластическая, бластокатакластическая	Би, Хл, ЛПА 10-15, Кв 25-30, Кпш 20-25, Пл 25-30, НМ 1-2 <i>ИГМИ-1</i>
<i>К</i> -627.6	<i>Порфиرو-видный Катаклазированный гранит</i>	Тек: массивная, пятнистая Стр: Порфиробластическая, бластокатакластическая, цементная	Би, Хл, ЛПА, Эп, Гсл 10, Кв 30-35, Кпш 25-30, Пл 20-25, Сф, НМ 2-3 <i>ИГМИ-1</i>
<i>К</i> -647.4	<i>Кварцевый диорит биотит-рогообманковый</i>	Тек: массивная Стр: гипидиоморфнозернистая; с-з/к-з, н-зер	РО 10-15, Кв 10-15, Кпш 0-5, Пл 65-70, <i>Сф, Цр, НМ 2-3</i> <i>ИГМИ-0</i>
<i>К</i> -674.0	<i>Метасоматически-измененный спессартит</i>	Тек: массивная Стр: афировая, панидиоморфнозернистая, метасоматическая	РО, Хл, Эп, Гл. м 35-40, Пл 50-55, Аб, Кпш, ПШ 5-7, Ап, Сф, НМ 3-5 <i>ИГМИ-2</i>
<i>К</i> -702.9	<i>Кварцевый диорит</i>	Тек: массивная Стр: гипидиоморфнозернистая	Би, Хл 10-15, Кв 10-15, Кпш 5-10, Пл 65-70, Сф, НМ 1-2 <i>ИГМИ-0</i>

водород – самый теплоемкий элемент на Земле, вклад его в удельную теплоемкость начинает ощущаться в указанных породах, где наличие гидросодержащих минералов достигает от 20 до 40% по массе. Наоборот, самые низкие значения теплоемкости свойственны породам, у которых такие минералы практически отсутствуют (образцы И 323.1; И 124.7; К 156.6; К 232.4).

Так как тип породы определяется минеральным составом, то удобнее всего проследить влияние этого фактора при сравнении средних значений тепло- и температуропроводности, полученных для групп пород близкого минерального состава (табл. 3). Наиболее высокие значения α и λ наблюдаются для образцов гранитов, содержащих до 35% свободного кварца, несколько ниже – у гранито-гнейсов, гнейсов и адамелитов, в которых содержание кварца понижается до 20-25%, а наряду с плагиоклазами (Пл) и калиевыми полевыми шпатами (КПШ) появляются в ощутимом количестве низкотеплопроводные гидросодержащие РО, Би, Хл, Гл.м. В кварцевых диоритах и гранодиоритах они почти полностью вытесняют КПШ, кварц опускается до 15% и эта группа пород характеризуется наиболее низкими значениями теплопроводности и температуропроводности. Наконец, у метасоматически измененного спессаргита, в котором кварц отсутствует, а содержание РО, Хл, Гл.м достигает 40%, теплопереносные параметры самые низкие. Такая ситуация связана с тем, что усредненные по кристаллическим осям величины α и λ кварца при комнатной температуре имеют достаточно высокие для породообразующих минералов значения равные $\alpha = 46 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$ и $\lambda = 7.67 \text{ Вт/м}\cdot\text{К}$. С другой стороны те же параметры для плагиоклазов, полевых шпатов, роговой обманки, биотита, хлорита и глинистых минералов имеют существенно более низкие значения, находящиеся в пределах: $\alpha \approx (5-12) \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$; $\lambda \approx (1.5-2.5) \text{ Вт/м}\cdot\text{К}$ [3, 4, 5]. Более подробно исследования кварцесодержащих пород были проведены на 6-ти образцах гранитов и 8-ми образцах диоритов и кварцевых диоритов в интервале температур от 300К до 700К [6]. Было установлено, что граниты, содержащие до 30 – 35% свободного кварца и 70 – 75% кремниевой кислоты имеют максимальные значения коэффициентов α и λ , а для диоритов, в которых свободный кварц практически отсутствует, α и λ характеризуются минимальными значениями.

Теплофизические параметры кристаллических горных пород и, в частности, гранитоидов, в значительной степени подвержены изменениям, связанным с возрастанием средней температуры исследуемых объектов. Коэффициенты тепло- и температуропроводности гранитоидов уменьшаются, а теплоемкость увеличивается при возрастании температуры. В диапазоне температур $\sim 300-1000\text{К}$ теплосопrotивление ($1/\lambda$) достаточно сложных кристаллических соединений, которыми является большинство магматических и метаморфических пород в зависимости от температуры имеет следующий функциональный вид [6, 7]:

$$1/\lambda = A + B \cdot T, \quad (1)$$

где член A описывает рассеяние распространяющегося теплового фронта на микро- и макродефектах, таких как примеси, границы минеральных зерен породы, трещины, поры и т.д. Второй член $B \cdot T$ связан с интенсивностью фонон-фононного рассеяния в кристалле и непосредственно определяет зависимость теплосопrotивления от температуры. В табл. 3 показано влияние температуры в диапазоне 18-200 $^{\circ}\text{C}$ на средние значения тепловых свойств по группам пород. По этим данным с привлечением формулы (1) в случае необходимости можно прогнозировать изменение теплопроводности исследуемых гранитоидов на более широкий диапазон температур вплоть до 1000К с точностью, достаточной для технических расчетов. На рис. 1 представлена зависимость средних значений теплосопrotивления от температуры для группы гранитов (1) и группы диоритов (2) [8]. Нанесенные на

рис. 1 средние значения теплосоппротивления гранитов (3), исследованных в данной работе показывают хорошее совпадение с предыдущими исследованиями.

Как известно, на теплопереносные свойства горных пород значительное влияние оказывают также структурно-текстурные факторы, такие как размер и форма зерен, пористость, степень раскристаллизованности породы и др. В большинстве случаев совокупность указанных факторов обуславливает сложную картину процесса теплопереноса в таких средах [9]. Опыт показывает, что рост аморфной составляющей и пористости существенно уменьшает интенсивность теплопереноса, в то время как увеличение среднего размера зерен (кристаллов) породообразующих минералов, входящих в состав породы, наоборот приводит к росту a и λ .

По-видимому, ощутимое увеличение величины теплопроводности мономинеральных агрегатов и горных пород при увеличении среднего размера зерна при этом связано с уменьшением роли контактного теплосоппротивления на границах зерен, что при прочих равных условиях и ведет к уменьшению дефектного члена A в формуле (1).

Граниты, как полностью раскристаллизованные, слабо пористые породы, очень удобны для изучения механизма влияния среднего размера зерен на теплопереносные характеристики породы, однако малый объем экспериментального материала по группе гранитов не позволил провести необходимого анализа. Тем не менее, такой анализ характера изменения величины тепло- и температуропроводности в зависимости от среднего размера зерен был выполнен для мономинеральных агрегатов кварца, оливинов и мраморов [10].

Проведенное исследование распространяется только на агрегаты с относительно изометрической формой зерен или когда не существует преимущественной ориентации

минеральных зерен, приводящей к явно выраженной анизотропии. Для горных пород, представляющих собой поликристаллические агрегаты, когда контактируют зерна различных минералов можно говорить только о тенденции изменения эффективной теплопроводности агрегата в зависимости от изменения размеров зерен его составляющих.

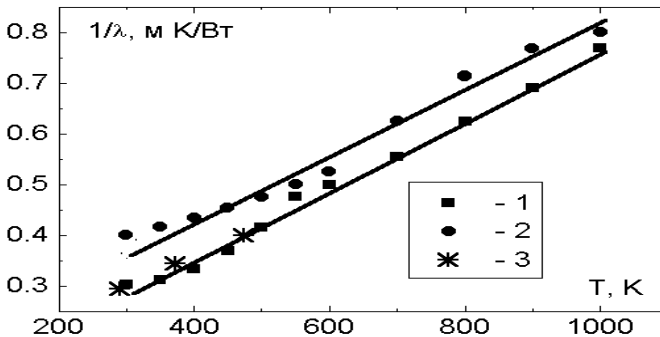


Рис. 1. Зависимость средних значений теплосоппротивления гранитов (1) и диоритов (2) от температуры по результатам работы [8] и средних значений теплосоппротивления гранитов (3) данной работы.

По-видимому, характер ее поведения будет аналогичен описываемому в работе [10] только в случае пропорционального одновременного изменения размеров зерен всех минералов, входящих в состав той или иной породы, причем при условии, что теплопроводности различных минеральных зерен близки друг к другу. В указанной ситуации с увеличением среднего размера зерен кристаллов, слагающих породу, ее тепло- и температуропроводность при том же процентном соотношении минералов могут существенно возрасти. В случаях, когда в породе произошел рост одного вида кристаллов, вопрос о характере изменения эффективной теплопроводности не так очевиден. И совсем осложняется дело, когда рост зерен сопровождается изменением минералогического состава. Здесь может быть получен и обратный эффект. Например при исследовании тепловых параметров двух образцов, вырезанных из одной пластины зерна К 120.5 при комнатной температуре были получены значения температуропроводности существенно различающиеся между собой: $a_1=14.0 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$ и $a_2=12.2 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$. При этом во втором образце был обнаружен достаточно большой кристалл низко теплопроводного полевого шпата занимающего значительный объем исследуемого образца, что и определило такое различие. Соответственно этот эффект сказался и на теплопроводности: $\lambda_1=2.99 \text{ Вт/м}\cdot\text{К}$ и $\lambda_2=2.40 \text{ Вт/м}\cdot\text{К}$

В заключение краткого анализа проведенных исследований теплофизических параметров горных пород Нижнеканского гранитоидного массива приводим распределения коэффициента теплопроводности по двум указанным скважинам (Рис. 2, 3), которые могут быть полезны при расчетах термического режима в конкретных локальных зонах изучаемого региона:

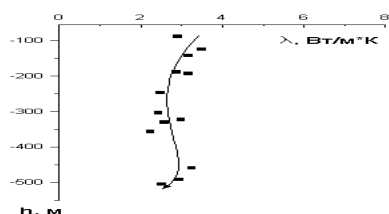


Рис. 2. Распределение теплопроводности по глубине в скважине 1 И-500

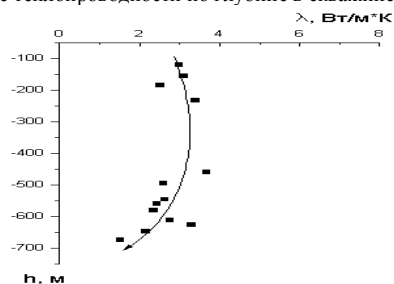


Рис. 3. Распределение теплопроводности по глубине в скважине 1 К-700 (б)

Полученные результаты о поведении тепловых свойств пород скважин свидетельствуют о необходимости более детального изучения распределения их в массиве и моделирования температурного режима вмещающих горных пород для различных функций источника, приближенных к реальным.

Это позволит оценить плотность контактов низко и высокотеплопроводных пород, оценить температурные градиенты на контактах и, следовательно, прогнозировать вероятность развития микротрещиноватости и устойчивость массива по отношению к температурным воздействиям.

Табл.3. Средние значения плотности и тепловых параметров по группам исследованных пород

№	Порода	ρ , кг/м ³	Тепло- вые пара- метры	$T =$	$T =$	$T =$
				18°	100°	200°
1	Грани- ты	2630 ± 120	$a \cdot 10^7$ м ² /с	15.65 ± 0.4	12. 05 ± 0.9	9.5 ± 0.5
			C_p Дж /кг К	800 \pm 40	90 0 ± 50	10 00 ± 50
			λ Вт/ м К	3.4 ± 0 .15	2.9 ± 0.4	2.5 ± 0.25
2	Гранит ката- клазиро- ванный	2650 ± 10	$a \cdot 10^7$ м ² /с	14.83 ± 0.7	9,5 ± 0.5	8.9 ± 0.5
			C_p Дж /кг К	840 \pm 40	97 0 ± 50	10 40 ± 50
			λ Вт/ м К	3.30 \pm 0.33	2.4 4 ± 0.25	2.2 0 ± 0.22
3	Грани- то-гнейсы	2620 ± 30	$a \cdot 10^7$ м ² /с	14.6 \pm 3.0	10. 6 ± 1.8	8.6 ± 1.2
			C_p Дж /кг К	800 \pm 40	90 0 ± 60	99 0 ± 50
			λ Вт/ м К	3.1 ± 0 .4	2.5 ± 0.4	2.2 ± 0.2
4	Гнейс	2600 ± 50	$a \cdot 10^7$ м ² /с	15.0 \pm 0.9	11. 1 ± 0.5	9.0 5 ± 0.6
			C_p Дж /кг К	765 \pm 40	87 0 ± 40	95 0 ± 50
			λ Вт/ м К	2.97 \pm 0.3	2.5 2 ± 0.4	2.2 4 ± 0.2
5	Адам- мелит	2610 ± 30	$a \cdot 10^7$ м ² /с	12.4 \pm 0.8	11. 1 ± 0.7	8.6 ± 1.8
			C_p Дж /кг К	850 \pm 50	96 0 ± 70	10 40 ± 50

			λ Вт/ м К	2.75 ± 0.3	2.5 ± 0.3	2.3 ± 0.4
6	Кварцевый монцолит	2690 ± 60	$a \cdot 10^7$ м ² /с	111.1 ± 1.4	9.6 ± 1.0	8.5 ± 0.7
			C_p Дж/ кг К	890 ± 70	94 ± 40	10 ± 30
			λ Вт/ м К	2.6 ± 0.3	2.4 ± 0.3	2.3 ± 0.3
7	Кварцевые диориты	2725 ± 275	$a \cdot 10^7$ м ² /с	11.1 ± 2.2	$8.2 \pm 7 \pm 1.6$	7.1 ± 1.1
			C_p Дж/ кг К	860 ± 50	$97 \pm 0 \pm 70$	$10 \pm 40 \pm 50$
			λ Вт/ м К	2.54 ± 0.4	2.1 ± 0.2	2.0 ± 0.25
8	Гранодиорит	2660 ± 30	$a \cdot 10^7$ м ² /с	9.98 ± 0.5	7.0 ± 0.35	6.0 ± 0.3
			C_p Дж/ кг К	920 ± 50	$10 \pm 40 \pm 50$	$11 \pm 00 \pm 50$
			λ Вт/ м К	2.44 ± 0.25	$1.9 \pm 3 \pm 0.2$	$1.7 \pm 5 \pm 0.2$
9	Спессартит метасоматически измененный	2710 ± 30	$a \cdot 10^7$ м ² /с	5.5 ± 0.25	4.5 ± 0.25	4.2 ± 0.25
			C_p Дж/ кг К	1020 ± 50	$11 \pm 20 \pm 50$	$11 \pm 50 \pm 50$
			λ Вт/ м К	1.52 ± 0.15	$1.4 \pm 6 \pm 0.15$	$1.3 \pm 1 \pm 0.15$

Литература

1. Петрунин Г.И., Попов В.Г. Метод и аппаратура высокоточных измерений теплофизических характеристик океанических осадков; Физика Земли, №11, 1994, с.78 - 85.
2. Попов В.Г., Петрунин Г.И., Нестеров А.Г. Установка для измерений температуропроводности и теплоемкости горных пород и минералов в интервале температур 300-1000К. (Метод, способы расчета тепловых свойств, экспериментальная схема), ВИНТИ, №4744-81 Деп., Москва, 1981, 25 С.
3. Магницкий В.А., Петрунин Г.И., Юрчак Р.П., Поведение температуропроводности некоторых полевых шпатов и плагиоклазов при температурах 300-1200К., Доклады АН СССР. Т. 199, № 5, 1971, с 1058-1060.
4. Ki-iti Horai. Thermal Conductivity of Rock-Forming Minerals. Jour. Of Geophysical Research. No. 10, 1971, p.1278-1307.
5. Попов Ю.А. Теплопроводность минералов. Физика Земли, №3, 1987, с.83-93.
6. Петрунин Г.И., Попов В.Г. Тепловые свойства кварцесодержащих интрузивных горных пород. Известия АН СССР. Физика Земли. № 3, 1983, с.75 - 81.

7. Петрунин Г.И., Попов В.Г. Особенности температурного поведения решеточной теплопроводности минерального вещества Земли. Физика Земли. № 7-8, 1994, с.35 - 41.
8. Петрунин Г.И., Попов В.Г. Тепловые свойства вещества литосферы. Известия АН СССР. Физика Земли. № 10, 1985, с. 63-69.
9. Петрунин Г.И., Попов В.Г., Ладыгин В.М. Тепловые свойства базальтов тройственного сочленения Буве и их связь с петрофизическими характеристиками. Физика Земли, № 6, 2001, с. 3-15.
10. Попов В.Г., Сосков А.В., Дьякова Ю.И. Влияние гранулометрического состава на теплопроводность мономинеральных агрегатов. Третьи Геофизические чтения им. В.В. Федынского. Москва, 22-24 февраля 2001 г. Тезисы докладов. ГЕОН. Москва. 2001 г., с. 80.

ВЛИЯНИЕ ЦИРКУЛЯЦИОННОГО ТЕЧЕНИЯ НА СЕЛЕКТИВНЫЙ ВОДООТБОР ИЗ ВОДОХРАНИЛИЩА

Самолубов Б.И.

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

Приведены выявленные по данным натурных измерений закономерности изменений распределений параметров состава воды и скорости течения по глубине и во времени при селективном водоотборе из водохранилища. Получено аналитическое выражение для определения толщины вовлекаемого в водозабор плотностного потока. В отличие от зависимостей, предложенных ранее, учтено влияние на толщину этого потока изменений устойчивости всей водной толщи к ветровому воздействию. Представлена методика расчета коэффициента турбулентной вязкости и проверены модели течения и переноса взвеси.

Введение

Селективный водоотбор относится к числу активно применяющихся методов регулирования состава воды, поступающей из водохранилищ через реки и каналы в системы водообеспечения. Водоотбор из водохранилища через водозаборные окна, расположенные на придонных, промежуточных или приповерхностных горизонтах, позволяет выпускать воды с различными параметрами их состава [1 - 4]. Особенно эффективно подобный водоотбор реализуется при устойчивой плотностной стратификации в водоеме. Однако отсутствие достаточно детальных комплексных исследований профилей скорости течения и параметров состава воды перед плотиной с учетом изменений гидрометеорологических условий при селективном водоотборе ограничивает развитие теории этой методики регулирования качества воды. Анализ таких распределений и их теоретическое описание составляет главную цель настоящей работы.

Ниже приведены результаты, полученные экспедицией МГУ в ходе исследований течения перед водозаборной башней Истринского водохранилища 14 июля 2002 г. Истринское водохранилище относится к Московрецейкой водной системе [6,

7]. Его максимальная глубина - 19 метров при НПУ, длина - 22,5 км, средний уклон дна - $i_s = 4,5 \cdot 10^{-4}$ [8]. Расстояние от створа, в котором выполнялась серия зондирований, до водозаборной башни составляло 20 м. Комплекс аппаратуры включал установку для синхронной регистрации скорости течения U на 6 горизонтах в слое толщиной 3 м, прозрачномер, датчики температуры T и электропроводности воды C_{cn} , измеритель скорости ветра U_w в 2 м над поверхностью воды [5]. Прозрачномер и кондуктометр калибровались по концентрациям взвеси S и растворенных солей C_{cn} по результатам анализа проб воды. Время съемки профилей U , T , S , C_{cn} по всей глубине с шагом 0,5 м - 12 мин. Профили U , T , C_{cn} , S и значения U_w получались через каждые 40 мин с 11³⁰ до 21⁴⁵.

Распределения параметров течения и примесей

Зарегистрированное плотностное течение было усилено интенсивным селективным водоотбором через нижнее сбросное отверстие. Такой водоотбор, в пять раз больший по расходу воды, чем в обычном пассивном режиме эксплуатации гидроузла, позволял подавать в нижний бьеф относительно более чистую холодную придонную воду. Эта вода поступала к плотине в плотностном течении, которое проходило дистанцию в 16,3 км через всю озерную часть водоема [8].

В качестве критериев устойчивости стратифицированного потока, вовлекаемого в придонное водозаборное окно, применяются интегральное число Ричардсона $Ri_u = g \overline{\Delta\rho} z_u / \rho \overline{U}^2$ или плотностное число Фруда $Fr_d = Ri_u^{-1/2}$. Здесь g - ускорение свободного падения, \overline{U} и $\overline{\Delta\rho}$ - средние по толщине течения z_u значения его скорости и разности плотностей вод ρ в потоке и над ним; $z_u = z_m + \Delta z_m$; Δz_m - толщина слоя смешения, которая находится как удвоенная высота точки перегиба на профиле U над уровнем z_m максимума скорости $U_m = U(z_m)$ (рис. 1 а) [5].

Установившемуся течению соответствует значение $Fr_d = 0,3 \div 0,5$ [4]. Если $Fr_d > 0,5$, то область формирования оттока охватывает толщу воды от поверхности до дна и происходит интегральный водоотбор вместо селективного. Для повышения точности таких оценок необходимы теоретические профили скорости течения перед водозабором. Толщина водоотборного слоя δ_m по результатам, приведенным в [4], определяется функцией вида

$$\delta_m = 7x_D^{1/3} \left(\overline{K_u} \nu / N^2 \right)^{1/6}, \quad (1)$$

Здесь x_D - расстояние от сбросного окна, $\overline{K_u}$, ν и $N = (g \overline{\Delta\rho} / z_u \rho)^{1/2}$ - средние по толщине плотностного потока z_u коэффициенты кинематической турбулентной и молекулярной вязкости и частота плавучести (Вяйсяля - Брента), δ_m - высота точки перегиба на профиле скорости U над уровнем z_m максимума U . В плотностном потоке $z_m = 0,5(z_m + z_u)$ или $z_m = z_m + \delta_m$ - уровень центра слоя смешения течения с вышележащими водами (обозначения уровней приведены рис. 1а). Плотностное число Фруда Fr_d в период наших исследований составляло 0,3 ($\pm 15\%$), то есть, согласно [4], течение было вполне устойчивым для селективного водосбора.

Характерные профили скорости U , температуры T , концентраций взвеси S и растворенных солей C_{dil} (рис.1 а, б) обусловлены наличием плотностного потока и циркуляции вод при ветровом нагоне на плотину. Распределения U , T , S , U_w во времени показаны на рис. 2. Кривые $U(z)$ (рис. 1 а) - теоретические по моделям из [5, 9] при $z \leq z_u$, рис.1 а), а при $z > z_u$ - из [10, 11]. В приповерхностном слое толщи ной $1,5 \div 2$ м ($z \geq 15$ м) течение направлено по ветру, в нижележащем - до глубины $4,5 \div 7$ м (т. е. до уровня максимума градиента плотности воды $z_T = 10 - 12,5$ м) - в противоположном направлении, а под z_T - к плотности аналогично ветру.

Из-за недостаточной точности регистрации направления течения в интервале отрицательных скоростей ($U = -(4 \pm 2)$ см/с), положения его границ определялись по результатам специальных измерений и расчетов из [10, 11]. По [10, 11], в сходных потоках (характеристика дана ниже) противотечение вдвое толще дрейфового и располагается непосредственно над уровнем z_T в слое, составляющем примерно $2/3$ толщины интервала $z_T \div H$. Поэтому в данном слое на рис.1 а приведены измеренные значения модуля U со знаком минус. Аналогичное соотношение толщин дрейфового и компенсационного течений имеет место в циркуляции, охватывающей всю глубину [12 - 14].

Профили скорости получены при циркуляции, вызванной ветром при высокой устойчивости течения по всей глубине к ветровому воздействию [11]. Такая устойчивость характеризуется полным числом Ричардсона $Ri^* = g(\Delta\rho_{bs})_0 H / \rho U_{*A}^2$. В выражение Ri^* входят разность средних значений плотности воды под уровнем z_T и над ним $(\Delta\rho_{bs})_0$, глубина H и скорость трения на границе вода-воздух $U_{*A} = (\tau_{*A} / \rho)^{1/2}$. Здесь $\tau_{*A} = \alpha_D \rho_A C_{DA} U_w |U_w|$ - напряжение трения, $\rho_A = 1,2 \cdot 10^{-3}$ г/см³ - плотность воздуха при $T = 20^\circ$ С и атмосферном давлении, $C_{DA} = 1,7 \cdot 10^{-3}$ - коэффициент сопротивления на границе вода-воздух при регистрации скорости ветра U_w в 2 м над поверхностью воды, $\alpha_D \cong 2,9$ - коэффициент, зависящий от степени развития ветрового волнения [14].

При увеличении Ri^* до значений порядка 10^3 циркуляция перестраивается из простой, охватывающей всю глубину, в двойную, содержащую две ячейки (над и под уровнем z_T) [11]. Распределение $U(z)$ над z_T рассмотрено выше. В ячейке под

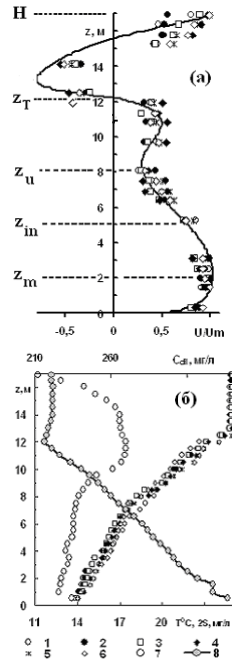


Рис. 1. Профили - а) скорости течения U , нормированной на U_m , для вертикалей 1-6 из серии 16 последовательных зондирований, б) температуры T и средних для этих вертикалей концентраций взвеси $S - 7$ (с коэффициентом 2) и растворенных солей $C_{dil} - 8$.

При увеличении Ri^* до значений порядка 10^3 циркуляция перестраивается из простой, охватывающей всю глубину, в двойную, содержащую две ячейки (над и под уровнем z_T) [11]. Распределение $U(z)$ над z_T рассмотрено выше. В ячейке под

уровнем z_T , течение в верхней ветви (в слое $z_u \div z_T$) направлено по ветру, а в придонной - противоположно (на начальной стадии). Скорость в нижней ветви (при $z = 0 \div z_u$) на порядок меньше по модулю, чем в верхней. Эта ячейка, по мере развития, трансформируется в направленный полностью по ветру поток в слое $z = 0 \div z_T$ с максимумом скорости при $z = z_u \div z_T$. На фоне циркуляционного течения с данным распределением скорости, приведенным отдельно в [11], распространяется придонный плотностной поток.

Между скоростями течений U и ветра U_w выявлен ряд квазистабильных соотношений: $U_{0,6}/U_w \cong 1,4 \cdot 10^{-2}$, $U_{rev}/U_w \cong -0,8 \cdot 10^{-2}$, $U_{mf}/|U_{rev}| \cong 10^{-4} \cdot Ri^* + 1$, $U_F/U_w \cong 0,7 \cdot 10^{-2}$, $U_F/U_{mf} = 0,6$, $U_m/\bar{U} \cong 1,23$. Здесь $U_{0,6}$ – скорость U на глубине $0,6$ м, U_{rev} и U_{mf} – максимумы U в противотечении при $z > z_T$ и в нижней ячейке при $z = z_u \div z_T$, $U_F = U(z_u)$.

По воспроизводимости распределений U/U_m это течение аналогично потокам, создающимся в лабораторных условиях. Такие профили интересны для развития методов селективного водоотбора и могут использоваться как эталонные при проверке математических моделей стратифицированных течений. Наблюдается соответствие профилей U теоретическим, построенным по моделям из [5] при $z < z_u$ и из [11] при $z \geq z_u$. Осредненные параметры плотностного течения – высота $z_u = 8$ м, максимальная скорость $U_m = 13$ см/с и разность плотностей $\bar{\Delta\rho} = 10^{-3}$ г/см³ – типичны для таких течений в водохранилищах, озерах и морях.

На профилях температуры $T(z)$ (рис. 1 б) выделяются 1) верхний квазиоднородный слой (ВКС) с нижней границей, смещавшейся при усилении ветра с уровня $z = 13$ м до $z = 11,5$ м; 2) область быстрого спада T с глубиной в термоклине с максимумом градиента $\partial_z T$ сразу под ВКС; 3) зона более медленного снижения T в слое смещения $z_m \div z_u$ (рис. 1 а); 4) придонный квазиоднородный слой толщиной $2 \div 3$ м, относящийся к высокоградиентному интервалу на профилях скорости при $z \leq z_m$. Профили минерализации C_{dil} , с точностью до знака градиента $\partial_z C_{dil}$ в целом аналогичные распределениям $T(z)$, отличаются от них наличием области максимума $\partial_z C_{dil}$ во всей придонной части течения $z \leq z_m$.

Распределения взвеси $S(z)$, сосредоточенной преимущественно в деятельном слое (включаящем ВКС и термоклин) над плотностным потоком (при $z \geq z_u$), характеризуются максимумом S . Это типично для легкой взвеси (в основном органики). Соотношение концентраций в верхнем слое ($z \geq z_u$) и в придонном потоке ($z < z_u$) возрастало в ходе всего периода измерений от 1,3 до 1,7.

Определение толщины плотностного потока при циркуляции

Выражение утолщения течения $\partial_x z_u$, полученное в данной работе в виде

$$\partial_x z_u = 0,42 \left(4,3 \cdot 10^{-3} \ell n Ri^* - \partial_{x_D} \delta_{in} \right), \quad (2)$$

справедливо как при положительных, так и при отрицательных $\partial_x z_u$ (рис. 3). Здесь

$\partial_x z_u = \bar{U}^{-1} \cdot \partial_t z_u$, а δ_{in} оценивается по (1). Значение коэффициента турбулентного

обмена $\overline{K_u}$, входящее в (1), определялось как средневзвешенное по величинам $K_u = K_N$ в придонном слое ($z \leq z_m$) и $K_u = K_\Delta$ в слое смешения ($z = z_m \div z_u$) в виде

$$\overline{K_u} = \frac{(K_\kappa z_m + K_\Delta \Delta z_m)}{z_u} \quad (3)$$

В (3) $K_\kappa = z_m^{-1} \int_{z_0}^{z_m} \ell_\kappa^2 (\partial_z U)_\kappa dz$,

$$K_\Delta = \overline{\ell_\Delta^2 \partial_z U_\Delta}; \quad \ell \text{ и } \partial_z U -$$

масштаб турбулентности (путь смешения) и градиент скорости, равные по [9]

$$\ell_\kappa = \kappa z / (1 + \kappa z / L_a),$$

$$\left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)_\kappa = \frac{U_* (z_m - z)}{z_m} \left(\frac{1}{\kappa z} + \frac{1}{L_a} \right)$$

при $z \leq z_m$ и $\overline{\ell_\Delta} = 0,06 \Delta z_m / (1 + 0,4 Ri_\Delta)^{1/4}$,

$\overline{\partial_z U_\Delta} = \Delta U_m / \Delta z_m$ в среднем при $z = z_m \div z_u$. Здесь $\kappa = 0,4$ – постоянная Кармана, L_a – интегральный масштаб турбулентного обмена, зависящий от устойчивости стратификации; z_0 – высота шероховатости. Для данного потока с $L_a = 0,25 z_m$ ($\pm 30\%$), $z_m = 2,5$ м ($\pm 23\%$) и $z_0 = 2 \cdot 10^{-4} z_m$ ($\pm 50\%$) средние значения K_N , K_Δ и $\overline{K_u}$ составляли соответственно 32, 7 и 15 $\text{см}^2/\text{с}$; $\partial_{x_D} \delta_m \cong 0,035$ по (1).

Отрицательное смещение в (2) обусловлено влиянием селективного водозабора на толщину течения. Спадающая зависимость $\partial_x z_u$ от числа Ричардсона для слоя смешения $Ri_\Delta = g \Delta \rho_m \Delta z_m / \rho \Delta U_m^2$

(рис. 3), которая согласуется с закономерностями вовлечения в обычном стратифицированном потоке, выполня-

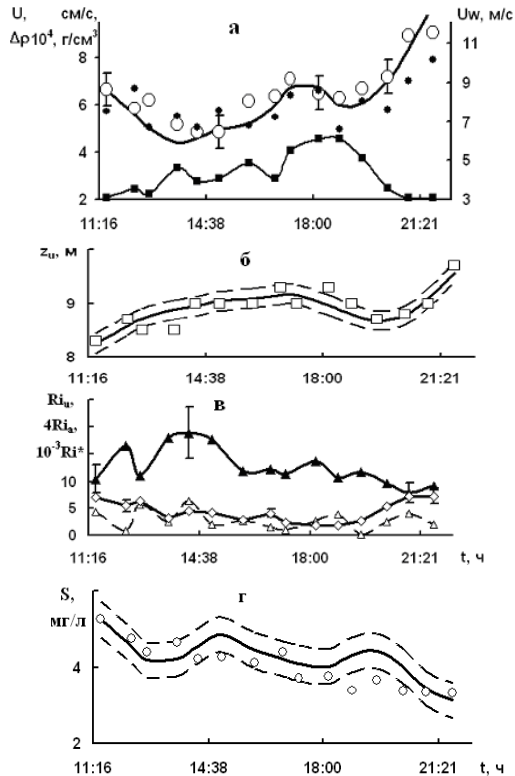


Рис. 2. Распределения во времени а - средней скорости плотностного потока U по данным измерений - 1 и по модели из [3, 4] - 3, разности плотностей вод в потоке и над ним $\Delta\rho$ - 4 и скорости ветра U_w - 5; б - толщины потока z_u по профилям скорости - 6 и по (4) - кривая; в - чисел Ричардсона для потока Ri_u - 7, для всей толщи воды Ri^* - 8 и для придонной части Ri_a (с коэффициентом 4) - 9; г - концентрации взвеси S в потоке (средней по его толщине), по данным измерений - 10 и по модели из [5]. Интервалы и штриховые линии - границы стандартного отклонения.

ется лишь при $\partial_x z_u > 0$. Здесь $\Delta \rho_m = \rho(z_o) - \rho(z_m)$, $\Delta z_m = z_u - z_m$, $\Delta U_m = U_m - U_F$, $U_F = U(z_u)$ (рис. 1 а). Рассчитанное с применением выражения (2) распределение толщины течения во времени (рис. 2 б)

$$z_u = z_{u0} + \int_0^t \partial_t z_u dt \quad (4)$$

с $\partial_t z_u = \bar{U} \cdot \partial_x z_u$ отражает основные изменения $z_u(t)$, выявленные по измеренным профилям скорости (рис. 1 б).

Как следует из рис. 2 в, течение в целом было устойчивым

$$(Ri_u(t) = 8 \div 20).$$

Лишь в придонном слое ($z < z_m$) поток терял устойчивость при $t = 19^{30}$, после двухчасового интервала с максимальной за период зондирований скоростью ветра $U_w = 5 \div 6$ м/с. Число Ричардсона для придонного слоя

$$Ri_a = g \Delta \rho_m z_m / \rho U_m^2$$

снижалось в этот момент до значения $Ri_a = 0,13$, меньшего критического $Ri_{cr} = 0,25$. Одновременно достигала минимума устойчивость всей толщи воды к ветровому воздействию (рис. 2 в), что и приводило к спаду толщины потока z_u за счет влияния селективного водоотбора по (2).

Согласно зависимостям $\partial_x z_u$ от Ri_Δ и Ri^* , при двухъярусной циркуляции $Ri_\Delta \propto 1/Ri^*$. Это означает, что спад Ri^* при усилении ветра и циркуляции ведет по (2) к ослаблению вовлечения, а одновременный рост Ri_Δ - к гашению обмена потока с вышележащими водами. Поэтому, взаимодействие циркуляционного течения с плотностным потоком препятствовало переносу взвеси в придонную область. Концентрация взвеси, средняя по толщине придонного течения \bar{S} , снижалась (на 40%) во время серии зондирований (рис. 2 г). Удельное содержание взвеси над плотностным течением тоже убывало, но вдвое медленнее.

Заключение

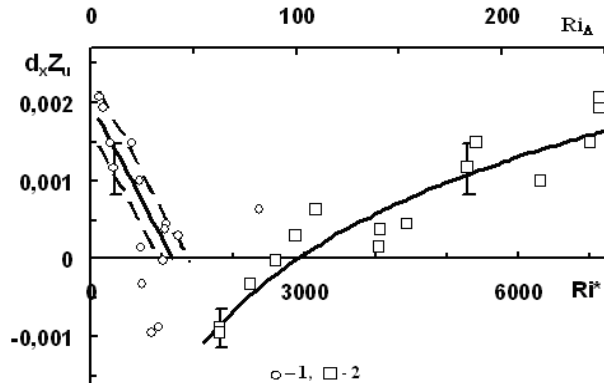


Рис. 3. Зависимости продольного градиента толщины плотностного течения $\partial_x z_u$ от интегральных чисел Ричардсона для слоя смешения этого потока Ri_Δ - 1 и для течения по всей глубине водоема Ri^* - 2. Сплошные линии соответствуют линейной аппроксимации слева и логарифмической - справа, интервалы - погрешности определения $\partial_x z_u$, пунктир - границам среднеквадратического отклонения.

К основным результатам этой работы можно отнести следующие. 1. Выявлена связь толщины плотностного потока с устойчивостью течения по всей глубине к ветровому воздействию. 2. Получены и проверены теоретические распределения параметров течения и состава воды в стратифицированном потоке при развитии двойной циркуляции.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 05-05-64870).

Литература

1. Michioku K. Hydrodynamics in Lakes and Reservoirs Res. & Practice in Hydraulic Engineering in Japan // Special Issue of ЖНЕ SI-1. 1993. 9. P. 17-39.
253. Эдельштейн К.К. Исследование сброса воды из Можайского водохранилища // Комплексные исследования водохранилищ. М.: МГУ. 1978. Вып. 4. С. 160 – 169.
254. Эдельштейн К.К., Пуклаков В. В. Управление качеством воды в стратифицированном водохранилище: оценка с помощью математического моделирования // Водные ресурсы, 1996. Т. 23, №4. С. 489 – 499.
255. Хендерсон-Селлере Б. Инженерная лимнология. Л.: Гидрометеиздат, 1987. 335 с.
256. Самолюбов Б.И. Придонные стратифицированные течения и транспорт взвеси в водохранилищах и озерах // Водные ресурсы. 2006. Т. 33. № 4. С. 440 – 454.
257. Эдельштейн К.К. Водные массы долинных водохранилищ. М.: МГУ, 1991. 175 с.
258. Эдельштейн К.К. Водохранилища России. М.: ГЕОС, 1998. 277 с.
259. Самолюбов Б.И., Ардашева М. Е., Карпенко Р.П. Придонное стратифицированное течение в Истринском водохранилище // Метеорология и Гидрология. 2003. № 10. С. 89-99.
260. Самолюбов Б. И. Придонные стратифицированные течения. М.: «Научный мир», 1999. 464 с.
261. Michioku K., Tsujimoto G., Miyamoto H. Wind-Driven Density Currents in a Semi-Enclosed Basin // Proc. Chine-Japan Bilateral Simp. on Fluid Mech. and Manag. Tools for Environ. Beijing. 1994.11. 19. P. 96-105.
262. Michioku K., Tsujimoto G., Miyamoto H. Turbulence and mixing in stratified shear flows driven by surface shear stress // Ninth Symposium on “Turbulent Shear Flows”, Kyoto, Japan, August 16-18, 1993. P. 207/1-4.
263. Белолипецкий В. М. Численное моделирование ветровых течений в стратифицированных водоемах // Водные ресурсы, 2001. Т. 28, № 2. С. 20 – 23.
264. Зырянов В.Н., Фролов А.П. Придонные компенсационные противотечения в водохранилищах равнинного типа // Водные ресурсы, 2006. Т. 33, № 1. С. 1 – 9.
265. Компаниец Л.А., Гаврилова Л.В. Численный алгоритм расчета ветровых течений стратифицированной жидкости // Тр. V-й конф. «Динамика и термика рек, водохранилищ и прибрежной зоны морей». М.: ИВП РАН. 1999. С. 51-54.

ТРАНСПОРТ МИНЕРАЛЬНОГО ФОСФОРА ПРИДОННЫМ ПЛОТНОСТНЫМ ТЕЧЕНИЕМ

Самолбов Б.И., Тимошина А.Н.

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

Приведены результаты исследований влияния плотностных течений на преобразования распределения концентрации минерального фосфора на основе данных натуральных измерений и математического моделирования. Представлены разработанные методы теоретического описания переноса минерального фосфора плотностными потоками в широком диапазоне изменений их устойчивости в различных водоемах. Приведены результаты проверки модели по данным, полученным экспедициями МГУ в 2000-2002 годах на Вазузском, Озернинском, Рузском и Истринском водохранилищах.

Введение

Проблема прогноза гидродинамических и гидрохимических процессов, определяющих формирование качества воды в водохранилищах, относится к наиболее важным в гидроэкологии. К наименее разработанным направлениям исследований по этой проблеме принадлежит изучение процессов воздействия придонных плотностных течений на распределения главных жизнеобеспечивающих химических элементов, входящих в состав воды. К числу таких элементов относится фосфор, распределения которого дают информацию не только о состоянии данной водной среды, но и экосистемы в целом [1, 2, 3].

Среди публикаций по распределению фосфора в природных водоемах преобладают работы гидрохимического и гидробиологического характера, в которых гидрофизические эффекты учтены довольно слабо [4 - 8]. Причем влиянию придонных стратифицированных течений, уделяется незначительное внимание, несмотря на существенную роль таких потоков в массообмене в зонах их действия. Поэтому цели настоящей работы были сформулированы следующим образом:

1) выявление эффектов воздействия гидрофизических процессов на перенос минерального фосфора придонным стратифицированным течением, 2) разработка методов теоретического описания распределений концентрации минерального фосфора в плотностных потоках.

Методика расчета изменений концентрации минерального фосфора в придонном стратифицированном потоке

Для расчета продольных распределений минерального фосфора в плотностном потоке предлагается математическая модель в приближениях пограничного слоя (в рамках плоской задачи), система уравнений которой имеет вид, аналогичный системе из работы [9] с некоторыми отличиями в первом уравнении

$$\partial_t C_{mP} + U \partial_x C_{mP} + (W - \omega_{sp} + \omega_d + \omega_{gh}) \partial_z C_{mP} = -\partial_z \langle W' C_{mP}' \rangle \quad (1)$$

$$\partial_x U + \partial_z W = 0, \quad (2)$$

$$U = \begin{cases} U_F + \Delta U_m f_u(\xi), & z = z_m \div z_u, \\ (U_* / k) \{ \ln(\zeta / \zeta_o) - (\zeta - \zeta_o) + (kz_m / L_a)(\zeta - \zeta_o) [1 - 0.5(\zeta - \zeta_o)] \}, & z \leq z_m, \end{cases} \quad (3)$$

$$C_D = Ri_u (\bar{\omega}_w / \bar{U}) + (\bar{\varepsilon} z_u / \bar{U}^3) \quad (4)$$

Система включает в себя уравнения диффузии минерального фосфора C_{mP} (1) и неразрывности (2), распределение скорости плотностного потока U (3) (в слое смешения $z = z_m \div z_u$ и в придонном слое $z \leq z_m$) и выражение коэффициента сопротивления на границе поток – дно C_D (4) [9, 10].

Обозначения с подстрочным индексом F относятся к параметрам при $z = z_u$, с индексом m – к параметрам на уровне максимальной скорости на профиле z_m , с чертой сверху – к средним по толщине течения z_u . В (1) и (2) U и W – продольная и вертикальная компоненты средней скорости течения, C_{mP}' и W' – пульсации величин C_{mP} и W .

В (1) учтено влияние на изменения концентрации минерального фосфора C_{mP} потоков, связанных с сосаждением фосфора со скоростью ω_{sp} , с диффузией из донных отложений и в них со скоростью переноса ω_d и с локальными эффектами притока-стока за счет процессов преимущественно гидрохимического характера ω_{gh} [1, 13]. Здесь ω_d – масштаб скорости поступления (стока) фосфора в плотностное течение со дна, равный отношению диффузионного потока в придонной области к концентрации C_{mP} , средней по толщине течения $\overline{C_{mP}}$.

Сосаждение фосфора происходит в основном с частицами взвеси, на поверхностях которых сорбируются соединения фосфора, и с труднорастворимой двуокисью железа [1].

В (3) $\xi = (z - z_m) / \Delta z_m$ и $\zeta = z / z_m$ – безразмерные ординаты в слоях

$$z = z_m \div z_u, \quad z \leq z_m; \quad f_u = 1 - 3\xi^2 + 2\xi^3, \quad U_m = U(z_m), \quad U_F = U(z_u),$$

$\Delta U_m = U_m - U_F$; $k = 0.4$; L_a – масштаб турбулентного обмена, зависящий от устойчивости стратификации, аналогичный масштабу Монина-Обухова;

$U_* = (C_D / 2)^{1/2} \bar{U}$ – динамическая скорость; $\zeta_o = z_o / z_m$, z_o – высота шероховатости [10].

В выражении (4), следующем из уравнения баланса турбулентной энергии, Ri_u – интегральное число Ричардсона, $\bar{\varepsilon}$ – средняя по толщине z_u диссипация энергии, $\bar{\varepsilon} z_u / \bar{U}^3 \cong 2.5 \times 10^{-3}$; $\bar{\omega}_w = \langle \rho' W' \rangle / \bar{\Delta \rho} \cong 3 \times 10^{-4} \bar{U}$ – масштаб скорости вертикального турбулентного массопереноса.

После интегрирования (1), (2) и других преобразований, идентичных применявшимся в работах [9, 10], получается одномерное уравнение переноса минерального фосфора в виде

$$0.5\bar{U}z_u\partial_x\bar{C}_{mP} + \left(0.5\left(1 + \frac{\partial_x z_u}{En}\right) - \frac{(C_{mP})_F}{C_{mP}} - \frac{\bar{W}}{W_e}\right)W_e\bar{C}_{mP} + (\omega_{sP} - \omega_d - \omega_{gh})\left(1 - \frac{(C_{mP})_F}{C_{mP}}\right)\bar{C}_{mP} = \omega_c\bar{C}_{mP} \quad (5)$$

Здесь $W_e = \bar{U} \times En$ – скорость вовлечения окружающих вод в поток. Вертикальная компонента скорости, определяется из (2) по методике, приведенной в [10]. Входящий в (5) справа масштаб скорости вертикального турбулентного переноса фосфора $\omega_c = \langle W' C_{mP}' \rangle / \bar{C}_{mP}$ находится как и в [9] в форме

$$\omega_c \cong 10^{-3} C_{2C} \bar{U} (1 - ((C_{mP})_F / \bar{C}_{mP})) / Sc^{1/2} (1 + 0.4 Ri_u)^{3/4}, \quad (6)$$

Число Шмидта оценивается по выражению из работы [11] как

$$Sc = 1 + \alpha_{Sc} Ri_u \quad (7).$$

Для оценки скорости соосаждения минерального фосфора с частицами взеси (в виде солей, сорбированных на поверхности частиц) и с труднорастворимым гидроксидом железа нами было принято за основу полуэмпирическое выражение гидравлической крупности взеси, переносимой плотностным потоком. Согласно [10], гидравлическая крупность определяется как

$$\omega_f \cong 0.16 \left(\bar{S}/S_{0.4}\right)_0^{-2} (gv)^{1/3} \left(\sigma_w/(gv)^{1/3}\right)^{4+\Phi_\omega}, \quad (8)$$

где \bar{S} – средняя по вертикали концентрация взеси в плотностном потоке, $S_{0.4} = S(0.4z_u)$ – концентрация взеси на высоте $z = 0.4z_u$, $(gv)^{1/3} \cong \text{const} = 2.2 \pm 0.1$ см/с при $T = 6 \div 20^\circ\text{C}$, g – ускорение свободного падения, Φ_ω – эмпирическая функция интегральной устойчивости течения в начальном створе Ri_{u0} .

Для определения скорости соосаждения фосфора необходимо заменить коэффициент $\left(\bar{S}/S_{0.4}\right)_0^{-2}$ в (15) характеристикой $\varphi(C_{mP})$, связанной с распределением фосфора в начальном створе, и найти величину $\Phi_{\omega P}$ при калибровке модели по данным измерений. При этом скорость соосаждения ω_{sP} будет определяться как

$$\omega_{sP} \cong 0.16 (\varphi(C_{mP})) (gv)^{1/3} \left(\sigma_w/(gv)^{1/3}\right)^{4+\Phi_{\omega P}}. \quad (9)$$

Масштаб скорости ω_d , соответствующий диффузионному потоку фосфора из донных отложений или в них, определяется вертикальными градиентами концентрации фосфора, скорости течения в придонном слое и значением коэффициента обмена, который в непосредственной близости от дна принимается равным коэффициенту молекулярной диффузии [1, 8]. Концентрация фосфора в донных отложениях обычно принимается слабо меняющейся, как и толщина слоя отложений, к которому относится эта концентрация.

На взаимодействие потока с дном, а, следовательно, и на ω_d будет влиять также интенсивность турбулентности, зависящая от устойчивости течения, то есть от числа Ричардсона $Ri_u = g \Delta \rho z_u / \rho \bar{U}^2$ или (в сглаженной форме) от плотностного числа Фруда $Fr_d = (Ri_u)^{-1/2}$. Особенностью обмена в плотностном потоке является мощное влияние вихреобразований, формирующихся в слое смешения течения с вышележащими водами, на турбулентный перенос у дна. Тогда масштаб ω_d может зависеть от условий развития течения в слое смешения, а значит (в мелко-водных бассейнах) и от скорости ветра. Поэтому ω_d представляется в форме

$$\omega_d = A_d (Fr_d, U_w) \times B_d (\bar{U}). \quad (10)$$

Вид функций $A_d (Fr_d, U_w)$ и $B_d (\bar{U})$ конкретизируется в ходе сопоставления модельных и измеренных распределений $\overline{C_{mP}}$. Указанные выше параметры, которые могут быть приняты постоянными, учитываются в значениях коэффициентов в функциях A_d и B_d .

Соотношение концентраций минерального фосфора в потоке и над ним

Для применения предлагаемой модели необходимо выражение $(C_{mP})_F / \overline{C_{mP}}$, которое должно быть получено из анализа экспериментальных данных о связях значения $(C_{mP})_F$ с определяющими его аргументами, относящимися к течению по всей глубине в начальном створе, а не из уравнения диффузии. Выражение $(C_{mP})_F / \overline{C_{mP}}$ найдено по следующим физическим соображениям. При устойчивом распределении $C_{mP}(z)$ относительная концентрация $(C_{mP})_F / \overline{C_{mP}}$ увеличивается, приближаясь к единице, с ростом стандарта вертикальной компоненты пульсаций скорости, равного $\overline{\sigma_w} \cong 0.04 \bar{U} / (1 + 0.4 Ri_u)^{0.5}$ по [12]. Кроме того, соотношение $(C_{mP})_F / \overline{C_{mP}}$ зависит от толщины течения z_u .

Из этих соображений $(C_{mP})_F / \overline{C_{mP}}$ можно представить в виде

$$(C_{mP})_F / \overline{C_{mP}} \cong A_u (\overline{\sigma_w} / \overline{\sigma_{w0}}), \quad (11)$$

где $A_u = A_u(z_u)$. Конкретный вид выражения (11) определяется ниже при сравнении теоретических и измеренных распределений $\overline{C_{mP}}(x)$.

Распределения концентрации минерального фосфора $\overline{C_{mP}}(x)$ получаются численным интегрированием (5) с применением выражений ω_C , Sc (6), (7) и формул (9), (10), (11) для ω_{sP} , ω_d и $(C_{mP})_F / (\overline{C_{mP}})$, после их уточнения (см. следующий раздел). Набор входных параметров модели содержит распределения ско-

рости течения $U(x,z)$; разности плотностей жидкостей в потоке и над ним $\Delta\rho(x, z)$ и концентрации фосфора $(\overline{C_{mP}})_0 = \overline{C_{mP}}|_{x=0}$ в начальном створе.

Сопоставление теоретических и измеренных продольных распределений концентраций фосфора в плотностных течениях

Апробация модели проводилась путем сравнения теоретических распределений концентрации фосфора с измеренными на пяти разрезах на 4 водохранилищах. Характеристики полигонов и особенности формирования на них плотностных течений представлены в работах [9, 10, 13, 14]. Разрезы, по данным измерений на которых проверяется представленная модель, выполнялись на основных участках опорных полигонов. В Вазузском водохранилище измерения велись верховьев его Гжатской ветви - от центра Кармановского плеса (ст. Насосная) до плотины Зубцовского гидроузла. В Озернинском и Рузском длины разрезов равны расстояниям от приустьевых створов рек Озерны (с. Ватюхино) и Рузы (с. Новобатово) до границ приплотинных водоохраных зон – до створов с. Пеньково и с. Палашкино соответственно. В Истринском – между створами с. Пятница и Плотина. Параметры зарегистрированных на этих разрезах течений, перенос P_{\min} которыми анализируется ниже, приведены в таблице 1.

Таблица 1. Характеристики течений по данным измерений на разрезах

Водохранилище	Дата	X_C км	$(\overline{U})_{xa}$ см/с	$(\overline{\Delta\rho})_{xa}$ 10^{-3} г/см ³	$(z_u)_{xa}$ м	$(Ri_u)_{xa}$	ω_{sp} 10^{-3} см/с
Озернинское	2.07.2000	18	4	0.15	3	5	2.2
Рузское	28.06.2000	29	4	0.14	4	5	1.2
Истринское	16.07.2001	16.3	3	0.2	5	8	3.7
то же	18.07.2002	16.3	5	0.33	4	11	6.6
Вазузское	30.07.2002	54.2	5	0.11	5	10	1.8

Здесь X_C – длина разреза; U – скорость течения; $\Delta\rho$ – разность плотностей жидкостей в придонном течении и над ним, z_u – толщина потока, Ri_u – интегральное число Ричардсона, ω_{sp} – скорость соосаждения по (9) с коэффициентами, приве

денными ниже. Черта сверху и индекс xa – символы осреднения по толщине плотного течения z_u и длине X_C соответственно.

В расчетах продольных распределений средней по толщине плотного потока концентрации минерального фосфора $\overline{C_{mp}}(x)$ по (13) в выражениях ω_C (6) и \overline{Sc} (7) применялись значения $\alpha_{Sc} = 0.5$ и $C_{2C} = 1.6$ для 5 разрезов на Вазузском, Озернинском и Истринском (2001 и 2002 гг.) водохранилищах (рис. 1).

Числа Шмидта для минерального фосфора на каждом из разрезов, распределения концентрации на которых показаны на рис. 1 а - д, менялись в следующих диапазонах: 2÷24 (Вазузское водохранилище), 1÷3,5 (Озернинское), 1-9 (Рузское), 2÷20 (Истринское-2001), 1 ÷12 (Истринское-2002) при средних значениях 8,4, 2, 3,3, 6,7, 4,7.

После уточнения выражения (11) для соотношения концентраций $(C_{mp})_F / \overline{C_{mp}}$, с учетом приведенного выше обоснования, получена следующая формула, проверенная по данным измерений на 5 разрезах,

$$(C_{mp})_F / \overline{C_{mp}} = 0.92(\sigma_w z_u)_{xa} / (\sigma_w z_u)_0 - 0.27$$

(12)

Найденные величины и $\varphi(C_{mp})$ и Φ_{ω_P} в формуле (9) для скорости сосаждения минерального фосфора ω_{sp} равны

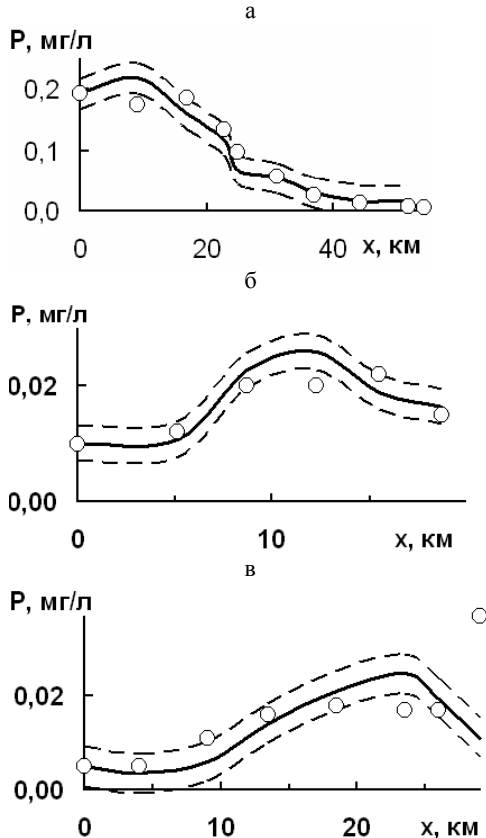


Рис. 1 а, б, в. Продольные распределения концентрации минерального фосфора, средней по толщине плотного потока по данным измерений (кружки) и по модели (сплошная жирная кривая). Штриховые линии – границы среднеквадратического отклонения. Распределения построены по данным измерений и расчета для разрезов на а – Вазузском (30.07.2007), б – Озернинском (2.07.2000), в – Рузском (30.06., 1.07.2000) водохранилищах.

$$\varphi(C_{mP}) = 478 \times \left(\frac{(\overline{C_{mP}})_0}{(\overline{C_{mP}})_b} + 1 \right), \quad \Phi_{\omega P} = 0.3, \quad \text{где } (C_{mP})_b = 0.15 \text{ мг/л - оценка разности}$$

концентраций фосфора в поровом растворе в верхнем слое донного осадка и воде, по данным из [Эд] для Можайского водохранилища. Скорости соосаждения, рассчитанные для указанных разрезов, приведены в таблице 4.3.1.

После анализа функций, входящих в выражение скорости ω_d (10), соответствующей диффузионному потоку фосфора, это выражение приведено к виду

$$\omega_d = 85 \times 10^{-4} (\bar{U} - (\bar{U}_d)_{cr}) \times \left(\ln \left(\frac{Fr_d}{U_w} - U_{w1} \right) + 1.2 \right), \quad (13)$$

где $(\bar{U}_d)_{cr} \cong 3$ см/с - критическое значение средней скорости плотностного потока, при котором скорость диффузии ω_d меняет знак, то есть поток фосфора из донных отложений сменяется обратным потоком. В (13) входят также скорость ветра U_w ($U_{w1} = 1 \text{ м/с}$) и плотностное число Фруда для придонного стратифицированного течения

$$Fr_d = \bar{U} / \left(g \Delta \rho z_u / \rho \right)^{1/2}.$$

Скорость ω_{gh} , соответствующая локальным эффектам притока-стока за счет процессов преимущественно гидрохимического характера, оказалась значительной лишь на разрезах на Озернинском и Истринском (2001г.) водохранилищах (рис. 1 б, г). Эти эффекты отмечены также в следующем разделе. На остальных разрезах теоретические распределения $\bar{C}_{mP}(x)$ согласуются с измеренными при $\omega_{gh} = 0$.

Коэффициент турбулентного обмена для минерального фосфора

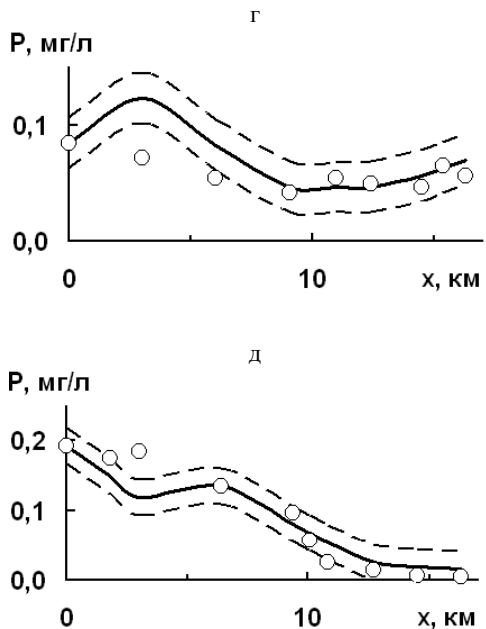


Рис. 1 г, д. Продольные распределения концентрации минерального фосфора, средней по толщине плотностного потока по данным измерений (кружки) и по модели (сплошная жирная кривая). Штриховые линии – границы среднеквадратического отклонения. Распределения построены по данным измерений и расчета для разрезов на Истринском водохранилище г - 16.07. 2001 и д - 18.07. 2002.

$\overline{K_C} = \langle \overline{W' C_{mP}'} \rangle / \left| \overline{\partial_z C_{mP}} \right|$, средний по высоте z_u , выражается при $\langle \overline{W' C_{mP}'} \rangle = \omega_C \overline{C_{mP}}$, как $\overline{K_C} \equiv \omega_C z_u / \left| 1 - \left((C_{mP})_F / \overline{C_{mP}} \right) \right|$, с ω_C из (6). Средние по длине каждого из данных разрезов значения $\overline{K_C}$ для минерального фосфора составляют 0,25 (Вазузское водохранилище), 0,7 (Озернинское), 0,7 (Рузское), 0,3 (Истринское-2001), 0,6 см²/с (Истринское-2002). Турбулентная вязкость $\overline{K_u} = S_C \overline{K_C}$ равна 1÷12 см²/с. Концентрации $\overline{C_{mP}}$, средние для каждого из разрезов составляли 0,1, 0,2, 0,2, 0,06, 0,1 мг/л.

Сравнение теоретических распределений $\overline{C_{mP}}(x)$ с измеренными на рис. 1 а - д свидетельствует о том, что модельные распределения в целом неплохо отражают основные закономерности зарегистрированных изменений концентрации минерального фосфора в плотностном потоке вдоль оси его распространения. Включение значений потоков за счет локальных поступлений-стоков минерального фосфора потребовались лишь в трех точках на двух разрезах. Модель, разумеется, нуждается в дальнейшей проверке по более широкому массиву данных натурных измерений. Однако полученные результаты представляются достаточно интересными для развития методов прогноза распространения минерального фосфора в плотностном потоке в аналогичных гидродинамических условиях (таблица 1).

Компоненты потока минерального фосфора

Анализ составляющих полного вертикального потока минерального фосфора показывает, что несмотря на многообразие гидрохимических, гидробиологических и гидродинамических условий, связанных с различным характером развития течений и с особенностями полигонов, существуют некоторые общие закономерности продольных распределений компонент потока фосфора. Эти компоненты, входящие в уравнение (5), имеют вид

$$F_{tu} = \omega_C \overline{C_{mP}},$$

$$F_{sP} = \omega_{sP} \left(1 - \frac{(C_{mP})_F}{C_{mP}} \right) \overline{C_{mP}}, \quad F_d = \omega_d \left(1 - \frac{(C_{mP})_F}{C_{mP}} \right) \overline{C_{mP}},$$

$$F_e = W_e \overline{C_{mP}} \left(\frac{1}{2} \left(1 + \frac{\partial_x z_u}{En} \right) - \frac{(C_{mP})_F}{C_{mP}} - \frac{\overline{W}}{W_e} \right), \quad F_{gh} = \omega_{gh} \left(1 - \frac{(C_{mP})_F}{C_{mP}} \right) \overline{C_{mP}}.$$

Здесь F_{tu} , F_e , F_{sP} , F_d и F_{gh} - турбулентный поток; компонента, связанная с вовлечением; составляющая, обусловленная соосаждением фосфора, диффузионная компонента и поток за счет локальных гидрохимических поступлений-стоков преимущественно в зонах устьев рек.

На разрезе на Вазузском водохранилище (рис. 2 а) наблюдается аналогия форм распределений турбулентного потока (F_{tu}); составляющей, связанной с вовлечением (F_e); компоненты, характеризующей соосаждение фосфора (F_{sed}), и диффузионного потока (F_d). Такая аналогия, конечно, с точностью до знака неко-

торых потоков, четко объясняется. Во всех случаях отмеченное сходство обеспечивается усилением вертикального переноса фосфора с ростом интенсивности турбулентного обмена.

На Озернинском водохранилище (рис. 2 б) распределения всех компонент подвержены влиянию резкого усиления ветра, скорость которого, нормированная на $(U_w)_{\max} = 5$ м/с, показана на этом же рисунке ($(U_w)_{\text{norm}}$). Вместе с тем седиментационная составляющая (F_{sed}), как и на Вазузском водохранилище, распределена подобно турбулентной (F_{tu}), но со сдвигом в область отрицательных значений. Максимум диффузионной компоненты (F_d) в первой половине разреза существенно компенсируется гидрохимическим стоком (F_{gh}), который по-видимому связан с поглощением фосфора донными отложениями в устье залива реки Вейны.

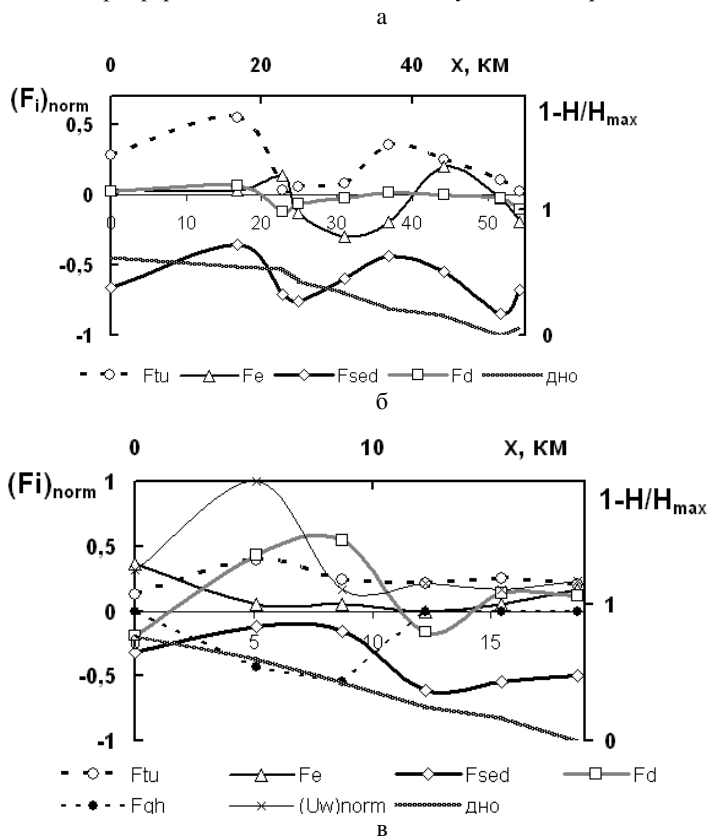


Рис. 2 а, б. Распределения компонент вертикального потока минерального фосфора на разрезах на а - Вазузском (30.07.2007), и б - Озернинском (2.07.2000) водохранилищах. Обозначения потоков: F_{tu} – турбулентный, F_e – связанный с вовлечением, F_{sed} – поток соосаждения, F_{gh} – обеспеченный гидрохимическими источниками.

Распределения составляющих потока фосфора при усилении ветра в центральной и во второй части разреза до $(U_w)_{\max}=5$ м/с показаны по данным исследований на Рузском водохранилище (рис. 2 в). Наряду с ростом турбулентного потока за счет ускорения течения ветром имеет место изменение знака потока, связанного с вовлечением, из-за захвата вод плотностного потока ускоряющимся дрейфовым. Седиментационная составляющая по всей длине течения отрицательна с незначительным увеличением по модулю с расстоянием. Диффузионная компонента становится положительной лишь при усилении ветра и только в первой половине разреза. Другие (преимущественно гидрохимические) притоки-стоки фосфора несутся незначительны.

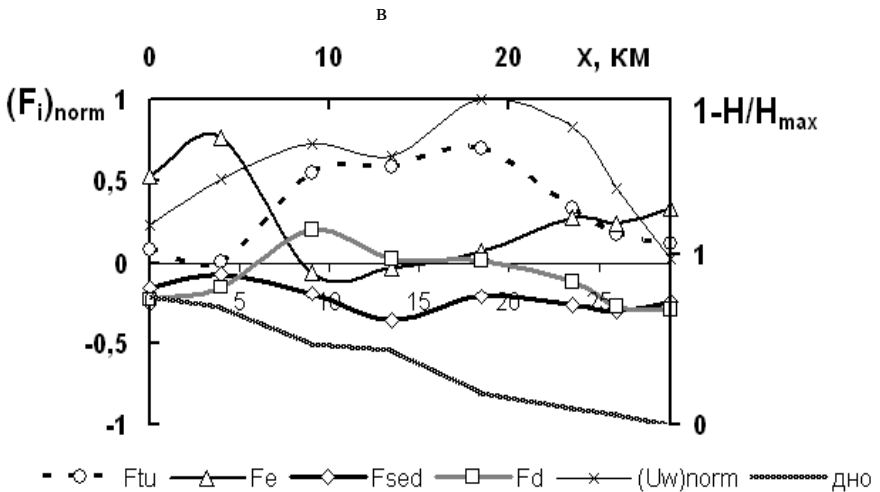


Рис. 2 в. Распределения компонент вертикального потока минерального фосфора на разрезе на Рузском водохранилище (30.06., 1.07.2000). Обозначения приведены в подписи к рис. 2 а, б.

На Истринском водохранилище (2001 год) сохраняется синфазность увеличения турбулентного и диффузионного потоков (рис. 2 г). Минимум компоненты, связанной с вовлечением обусловлен усилением ветра. Гидрохимическая составляющая значительна лишь на первой вертикали (пролив у поселка Пятница). На разрезе 2002 года на Истринском водохранилище (рис. 2 д) поток, обусловленный вовлечением, меняется в противофазе с турбулентным, что свидетельствует о высокой устойчивости плотностного потока. Седиментационная составляющая сохраняет тенденции к уменьшению по модулю с ростом турбулентного потока. Диффузионная компонента повышается на участках увеличения турбулентной составляющей, что соответствует поступлению фосфора из донных отложений.

Из проведенного анализа следует, что диффузия фосфора из донных отложений в придонное течение или наоборот сильно зависит от гидродинамических условий в водохранилище. Этот поток (диффузионный) нередко меняет знак, как в зоне формирования плотностного течения, так и в зоне его затухания у плотины.

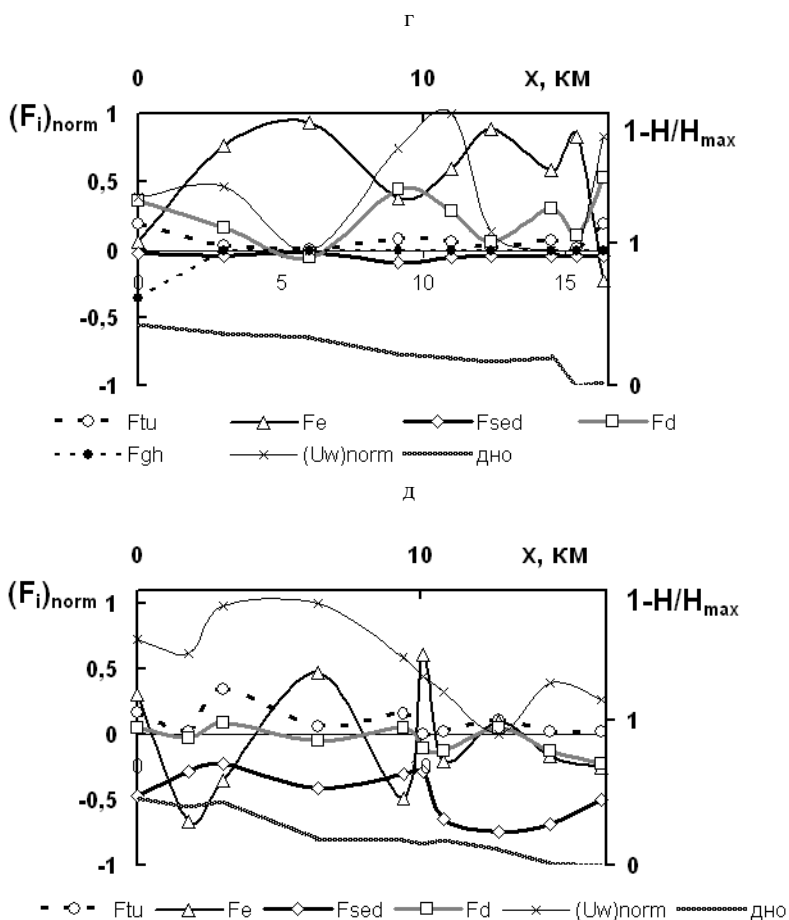


Рис. 2 г, д. Распределения компонент вертикального потока минерального фосфора

на разрезах на Истринском водохранилище г - 16.07.2001 и д - 18.07.2002. Обозначения приведены в подписи к рис. 2 а, б.

Особо важной в представленной модели является методика оценки скоростей соосаждения фосфора, поскольку вклад седиментационной компоненты в полный поток фосфора может в среднем по разрезу достигать 60%.

Основные результаты

1. В ходе выполненного впервые для плотностных потоков анализа данных натуральных измерений и математических моделей транспорта минерального фосфора выявлены эффекты воздействия течения на основные процессы переноса этой субстанции.

2. Обнаружена и представлена аналитически связь соотношения концентраций п минерального фосфора в плотностном потоке и над ним с параметрами течения.
3. Найдены скорости соосаждения минерального фосфора и предложено выражение для их оценки с учетом скорости и устойчивости течения.
4. Разработана и проверена математическая модель переноса минерального фосфора. Учитываются турбулентный перенос, вовлечение, соосаждение фосфора и его диффузия из донных отложений и в них.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 05-05-64870).

Литература

1. Моделирование режима фосфора в долинном водохранилище // Под ред. К.К. Эдельштейна. М.: МГУ. 1995. 79 с.
266. Даценко Ю.С. Моделирование пространственно-временных изменений содержания фосфора в стратифицированных водохранилищах // Метеорология и гидрология №2 2004 г. С. 88-96.
267. Даценко Ю. С. Эвтрофирование водохранилищ. М.: ГЕОС, 2007, 252 с.
268. De Cesare G., Boillat J.L. Intrusive and bottom density currents and induced vertical exchanges in a stratified lake // XXX IAHR Congress, Thessaloniki: AUTH, 2003. V.1.Th. C. P. 381 – 388.
269. LaBaugh J. W. and T. C. The winter impact of uncertainties in hydrologic measurement on phosphorus budgets and empirical models for two Colorado reservoirs// *Limnol. Oceanogr.* 1984, V. 29. №2, 322-339.
270. MacIntyre S., Flynn K. M., Jellison R., Romero J. R. Boundary mixing and nutrient fluxes in Mono Lake, California // *Limnology and Oceanography*. 1999. V. 44. №3. P. 512-529.
271. Michioku K., Matsushita K., Takahashi T. Inclined wall plume generated by buoyancy flux from sloping bed // *Proc. 5th Intl. Symp. On Stratified Flows*. Vancouver, 2000. V.2. N. 7. P. 697 – 702.
272. Priscu J. A numerical analysis of hypolimnetic nitrogen and phosphorus transformations in Lake Rotoiti, New Zealand: A geothermally influenced lake// *Limnol. Oceanogr.*, 1986, V. 31. №4, P.812-831.
273. Самолюбов Б. И., Е.С. Афанасьев Перенос растворенных солей придонными плотностными течениями // *Водные ресурсы*. 2007. №6. В печати.
274. Самолюбов Б.И. Распространение плотностных течений и транспорт взвеси в водохранилищах и озерах // *Вод. ресурсы*. 2006. Т. 33. № 4. С. 440 – 454.
275. Bowden K.F. Turbulent mixing in Estuaries // *Ocean Management*. 1981. V.6. № 2/3. P. 117 – 135.
276. Анисимова Е.П., Петров В.В., Сперанская А.А., Шитов М.В. Исследование поля скорости в потоках сложной структуры // *Вестн. МГУ. Сер. 3, Физика, астрономия*. 1992. №5. С. 63 – 67.
277. Водохранилища Москворецкой водной системы. М.: МГУ, 1985, 266с.
278. Эдельштейн К.К. Водные массы долинных водохранилищ. М.: Изд-во МГУ, 1991. 176 с.
- 279.

УРБОЭКОСИСТЕМЫ КАК АКТИВНЫЕ СРЕДЫ: АВТОВОЛНОВАЯ САМООРГАНИЗАЦИЯ И УСТОЙЧИВОСТЬ

Сидорова А.Э.

Экологический центр Министерства обороны РФ

На основе теории автоволновой самоорганизации активных сред рассмотрена устойчивость урбоэкосистем, включающих связанные природно-антропогенными взаимодействиями подсистемы. Предложены количественные критерии системной устойчивости урбобиоценозов.

Теоретические предпосылки

На протяжении веков в угоду сиюминутным выгодам, «техно-гуманитарный баланс» в процессе развития человечества достигался «посредством череды антропогенных кризисов» [1] (мы интерпретируем их как бифуркации) и сопровождался стабильным снижением потенциальных возможностей природной среды. Эта тенденция постепенно сформировала вектор эволюционного экологического процесса: от устойчивости неравновесных систем к неустойчивости, особенно в условиях территориально-функционального доминирования природно-антропогенных экосистем, наиболее «экологически активными» из которых являются урбоэкосистемы (УЭС). Перспективным подходом к описанию этих процессов является системный анализ устойчивости на базе синергетических закономерностей и введения в практику нормативных экологических регуляторов. Это позволит нивелировать «урбанизацию биосферы как фактор риска» [2] и внесет важный вклад в обеспечение устойчивого развития страны.

В настоящее время урбанизация занимает доминирующее положение в ряду неблагоприятных экологических факторов, характеризующихся неравномерностью и спонтанностью антропогенного воздействия и размещения промышленных и гражданских объектов, размытостью границ экосистем, подавляющим количеством и значимостью необратимых системных процессов.

С точки зрения экологии УЭС относятся к наиболее сложным для анализа системам. Принципиальным образом это касается особенностей структурно-пространственной организации грунтов, их физических, физико-химических, биотических свойств в условиях мощного антропогенного прессинга.

Представление УЭС в качестве взаимодействующих природно-антропогенных подсистем состоит в рассмотрении общих закономерностей экологически опасных перекрестных антропогенных воздействий, генерируемых территориально связанными промышленными и жилыми объектами, а также буферной емкости природных подсистем, составляющих общие урбобиоценозы. Данный подход является перспективным при оценке системной устойчивости, направленным на выявление пороговых значащих параметров подсистем и основанным на представлении УЭС в качестве самоорганизующихся систем, универсальная цель которых – самосохранение, т.е. устойчивость к внутренним и внешним флуктуациям [3].

Исходя из общих закономерностей развития (самоорганизации) экосистем, сформулированных Реймерсом [4], к числу наиболее важных, определяющих эволюцию УЭС в современной интерпретации, следует отнести:

1. Надежная система состоит из взаимодействующих подсистем и характеризуется перманентным усложнением системных связей посредством дифференциации и специализации подсистем.
2. Принцип системного управления: целое ограничивает число степеней свободы своих частей (и наоборот).
3. Закон «оптимальности» системных границ (особенно актуален для УЭС, склонных к несбалансированному территориальному расширению).
4. Антропогенное воздействие направлено на всю иерархию подсистем.
5. Неравновесный характер исходной системы обеспечивает возможность образования диссипативных структур.
6. Системные процессы характеризуются нелинейностью, мультистабильностью, когерентным характером взаимодействия подсистем.
7. Способность к бифуркациям есть способ самоорганизации.

Таким образом, необходимой предпосылкой возникновения эффекта самоорганизации в границах УЭС является нелинейное синергетическое соответствие социума, биотических и абиотических факторов, т.е. биологической, геохимической, гидрологической и физической ипостасей экосистемы масштабам антропогенного воздействия.

Основываясь на представлениях Д.И. Люри, определившего возможные направления процесса эволюции («природа-мать, природа-соратник, природа-экспонат») [5], условия устойчивого неравновесия природно-антропогенных экосистем могут быть определены следующим образом:

естественная самоорганизация (природные экосистемы) - $\frac{f(\Pi)}{f(A)} < 1$, системная самоорганизация (природно-антропогенные экосистемы) - $\frac{f(\Pi)}{f(A)} \rightarrow 1$, техногенная самоорганизация (разрушение природных экосистем) - $\frac{f(\Pi)}{f(A)} > 1$, где $f(A), f(\Pi)$ - антропогенное и природное воздействия. Если первый вариант – наше прошлое, третий – возможное будущее, то второй вариант – адекватное нашим посылкам настоящее [6].

В настоящее время УЭС, в отличие от природных экосистем, характеризуются высокой степенью скорости роста, активным энерго- и массообменом, а также и значительной средней плотностью народонаселения (Правило максимального давления жизни: организмы размножаются с интенсивностью, обеспечивающей максимально возможное их число [4]), высоким коэффициентом метаболизма, а также значительной зависимостью от субстрата. Эти условия формируют нелинейность и неустойчивость природно-антропогенных экосистем при наличии недостаточного объема поступающих ресурсов и неблагоприятных экологических факторов (Закон снижения энергетической эффективности природопользования: с течением времени при получении полезной продукции из природных систем на ее единицу затрачивается все большее количество энергии) [4].

Следует отметить, что мегаполисы, не способны обеспечить оптимальные условия естественной самоорганизации. Это связано с тем, что высокие плотность населения и интенсивность преобразования энергии «вещества» (материальных ресурсов) требуют перегрузочных режимов транспортных систем, вследствие чего

вся инфраструктура мегаполиса становится относительно неэффективной. Иными словами, «удельный КПД» мегаполиса, по сравнению с менее населенными урбо-территориями, существенно мал и постоянно снижается. Параллельно столь же интенсивно возрастает антропогенная нагрузка на природные подсистемы.

Как открытая система УЭС в целом характеризуется обменом информацией, энергией и веществом, а ее составляющие биота – информацией, энергией, веществом, социум – информацией, абиотическая среда – веществом. При этом все потоки продуцируются как природными элементами, так и антропогенными факторами и характеризуются высокими плотностями скоростей на всех уровнях, что инициирует нелинейный рост потоков. Отсюда вывод: в своем неумеренном росте мегаполисы «руководствуются» не соображениями оптимальности или эффективности, а следуют объективным законам своего развития, основанным на лавинном автокатализе, приводящем к наращиванию энерго- и продуктопотребления, а также к агрессивному территориальному росту.

Кроме того, в неравновесных системах, к которым принадлежат УЭС, при одном и том же наборе начальных условий и малых неоднородностей, в отличие от равновесных систем, увеличивается взаимодействие подсистем (сильный ответ на слабое возмущение) – петли отрицательных и положительных обратных связей и возрастает множество возможных траекторий развития.

Известно, что каждая система, в которой происходят процессы отслеживания, наведения, саморегуляции (самоорганизации) обязательно функционирует в колебательном режиме. В пространстве это режим волновой, а в активной среде, где самой системой поддерживается устойчивость – автоволновой [7]. Единство каждой экосистемы, в частности УЭС, определяется общностью геопространства и, в первую очередь, интегрирующими свойствами почво-грунтов и подземных вод. Распределенный характер неравновесных процессов в верхних слоях литосферы позволяет рассматривать ее в качестве первичной активной среды с возможными устойчивыми и неустойчивыми режимами поведения [8]. Следует отметить, что процессы в воздушной среде непосредственным образом напрямую связаны с процессами в геосредах, поэтому анализ устойчивости УЭС строится на базе синергетических представлений об автоволновой самоорганизации в распределенных активных средах.

Основные предпосылки для анализа устойчивости УЭС можно определить следующим образом:

1. Это пространственно-распределенная среда относительно взаимосвязей между подсистемами и, одновременно, точечная среда во взаимоотношениях с другими экосистемами.

2. Это возбудимая активная среда с распределенным ресурсом, поддерживающим в пространстве и времени эволюцию ее структуры, характеризуемая когерентностью возбудимых элементов природных и антропогенных подсистем.

3. Расширение системных границ определяется нелинейным синергетическим взаимодействием социума, биотических и абиотических факторов.

4. Неоднородность обусловлена множественностью возбудимых элементов.

5. Нелинейность системных процессов – результат их неаддитивности.

6. Неравновесность системных процессов определяется петлями отрицательных и положительных обратных связей.

среды, упругая деформация грунтов, высокой удельное электрическое сопротивление грунтов и т.д.

Анализ приведенной Схемы позволяет сделать следующие выводы:

- наибольшее количество прямых и обратных связей (петель) приходится на долю природной подсистемы, как более стабильной структуры, характеризующей жесткими взаимосвязями, подчиненными законам взаимодействия живых систем;
- положительные обратные связи, в основном, наблюдаются на внутрисистемном уровне, в то время как отрицательные – между подсистемами, что объясняется противодействием сопряженных подсистем, лимитирующим функциональные возможности системы в целом, в соответствии с Правилом ограничения факторов.

Процесс оценки взаимовлияния природно-антропогенных факторов в настоящее время является мало изученным. Кроме того, в зависимости от величины одни и те же параметры при интерференции природных факторов и антропогенных воздействий могут изменять знак в системе обратных связей. Однако указанные нелинейные синергетические эффекты требуют дальнейшего специального изучения.

При рассмотрении результатов влияния химических веществ или физических факторов (в основном ЭМП) на биологические (экологические) системы выявлено существование ряда закономерностей: полимодальных дозовых зависимостей, эффективности при уровнях воздействия ниже фоновых значений, синергетической модификации системы под действием (других) последующих воздействий, возможности наступления кризисных ситуаций в результате воздействия минимальных начальных флуктуаций.

Подобная схема, представленная дискретной на рисунке, но распределенная в границах УЭС, по существу является активной средой со значительным количеством прямых и обратных связей, при этом существенно нелинейной, и может быть описана соответствующей системой уравнений [6].

Критерии экосистемной устойчивости

Проблема обоснованного выбора критериев экосистемной устойчивости тесно связана с анализом перекрестного взаимовлияния эколого-морфологических особенностей верхней части литосферы и функциональной взаимосвязи элементов подсистем.

Существующие критерии оценки экологической обстановки основаны на раздельной экологической оценке компонентов природной среды и уровня техногенного воздействия и носят общий линейный характер. Они подразделяются на прямые количественные оценки вредных воздействий на человеческий организм и качественные оценки экологического состояния компонентов природных подсистем относительно ПДК, ПДУ, ПДН или фонового уровня (концентрации), однако подавляющая часть природно-антропогенных воздействий, особенно в почвогрунтах, не регламентирована [9].

В отличие от вышеизложенных, предлагаемый подход к формированию критериев системной устойчивости отражает особенности самоорганизации в границах УЭС, что позволяет раскрыть причины системной неустойчивости и, в перспективе, разработать рекомендации по «реабилитации» УЭС. Что же касается воздействия природно-антропогенных факторов как ингибиторов системного процесса, ввиду отсутствия подобного подхода в теории и практике, предлагается в

каждом конкретном случае выработать свои минимальные величины воздействий, способные поддерживать устойчивое функционирование УЭС.

На основе рассмотренной Схемы (рис.1) были разработаны критерии экосистемной устойчивости (табл. 1), отражающие основные системные процессы.

Таблица 1 - Критерии экосистемной устойчивости УЭС

Критерии природного воздействия	Критерии антропогенного воздействия
<p>Критерий удельного электрического сопротивления грунтов:</p> ρ_{ep} $k_{\rho} = \rho_{нды} ; k_{\rho} \geq 1$ <p>ρ_{ep} – удельное электрического сопротивление грунта, Ом·м; $\rho_{нды}$ – минимальный предельно допустимый уровень удельного электрического сопротивления грунта, способный поддерживать ингибиторный процесс, Ом·м ($\rho_{нды} = 100$ Ом·м).</p>	<p>Критерий воздействия техногенных ЭМИ:</p> $\frac{Pz}{\Pi_{нды}}$ $k_{эми} = \frac{Pz}{\Pi_{нды}} , k_{эми} \leq 1$ <p>Pz – поток мощности, поглощаемой почво-грунтами, Вт/м²; $\Pi_{нды}$ – предельно допустимая норма излучаемого потока мощности, Вт/м² ($\Pi_{нды} = 5$ Вт/м²).</p>
<p>Критерий скорости течения и перемешивания подземных вод:</p> $\frac{V_{факт}}{V_{доп}}$ $k_{ск.меч} = \frac{V_{факт}}{V_{доп}} , k_{ск.меч} \geq 1$ <p>$V_{факт}$ – фактическая скорость течения и перемешивания подземных вод, м/с; $V_{доп}$ – наименьшая допустимая скорость течения и перемешивания подземных вод, м/с ($V_{доп} = 0,2$ м/с).</p>	<p>Критерий скорости коррозии подземных сооружений:</p> $\frac{V_{(факт)}}{V_{(доп)}}$ $k_{к.н.с.} = \frac{V_{(факт)}}{V_{(доп)}} , k_{к.н.с.} \leq 1$ <p>$V_{(факт)}$ – фактическая скорость коррозии подземных сооружений, см/год, м/год, см²/год, м²/год; $V_{(доп)}$ – наибольшая допустимая скорость коррозии подземных сооружений, см/год, м/год, см²/год, м²/год.</p>
<p>Критерий равновесного состояния процесса круговорота CO₂-O₂</p> $\frac{C_{CO_2}}{C_{O_2}}$ $k_{к.руж.} = \frac{C_{CO_2}}{C_{O_2}} , k_{к.меч.} \leq 1$ <p>C_{CO_2} – концентрация CO₂ в среде; C_{O_2} – концентрация O₂ в среде.</p>	<p>Критерий температуры подземных вод</p> $\frac{t_{факт.}}{t_{доп.}}$ $k_t = \frac{t_{факт.}}{t_{доп.}} , k_t \leq 1$ <p>$t_{факт.}$ – фактическая температура среды, °С; $t_{доп.}$ – максимально допустимая температура среды ($t_{доп.} = 35-40$°С).</p>
<p>Критерий pH:</p> $\frac{pH_{измер.}}{pH_{сп.}}$ $k_{pH} = \frac{pH_{измер.}}{pH_{сп.}} , k_{pH} \rightarrow 1$	<p>Критерий акустических нагрузок:</p> $\frac{A_{факт.}}{A_{доп.}}$ $k_{акуст.} = \frac{A_{факт.}}{A_{доп.}} , k_{акуст.} \leq 1$

<p>$pH_{измер.}$ – фактическое значение pH среды; $pH_{среды}$ – среднее (из оптимального диапазона) значение pH среды.</p>	<p>$A_{факт.}$ – фактическая величина акустического воздействия, дБ; $A_{доп.}$ – фоновая величина акустического воздействия, дБ ($A_{доп.}=30$ мВ/м).</p>
<p>Критерий редокс потенциала:</p> $\frac{Eh_{факт.}}{Eh_{сп.}}$ <p>$k_{Eh} = \frac{Eh_{факт.}}{Eh_{сп.}}, 0 \leq k_{Eh} \leq 10$ $Eh_{факт.}$ – фактическое значение Eh среды; $Eh_{сп.}$ – среднее (из оптимального диапазона) значение Eh среды.</p>	<p>Критерий вибрационных нагрузок:</p> $\frac{V_{факт.}}{V_{доп.}}$ <p>$k_{в.н.} = \frac{V_{факт.}}{V_{доп.}}, k_{в.н.} \leq 1$ $V_{факт.}$ – фактическая величина нагрузки, мм/с; $V_{доп.}$ – оптимальная величина нагрузки, мм/с ($V_{доп.}=0,5$ мм/с).</p>
<p>Критерий плотности почво-грунтов</p> $\frac{\sigma_{факт.}}{\sigma_{доп.}}$ <p>$k_{\sigma} = \frac{\sigma_{факт.}}{\sigma_{доп.}}, k_{\sigma} \leq 1$ $\sigma_{факт.}$ – фактическая плотность почво-грунтов, г/см³; $\sigma_{доп.}$ – наименьшая допустимая плотность почво-грунтов, г/см³.</p>	<p>Критерий оседания литосферы:</p> $\frac{P_{факт.}}{P_{доп.}}$ <p>$k_{о.в.з} = \frac{P_{факт.}}{P_{доп.}}, k_{о.в.з} \leq 1$ $P_{факт.}$ – фактическая плотность давления на грунт, МПа; $P_{доп.}$ – наименьшее допустимое значение плотности давления на грунт, МПа ($P_{доп.}=1,8-7,5$ МПа).</p>
<p>Критерий удерживания воды почвой:</p> $\frac{pF_{факт.}}{pF_{доп.}}$ <p>$k_{pF} = \frac{pF_{факт.}}{pF_{доп.}}, k_{pF} \leq 1$ $pF_{факт.}$ – фактическая сила удерживания воды почвой, см; $pF_{доп.}$ – сила удерживания воды почвой (характерная для данного типа почв), см.</p>	<p>Критерий блуждающих токов:</p> $\frac{T_{факт.}}{T_{доп.}}$ <p>$k_{бл.т.} = \frac{T_{факт.}}{T_{доп.}}, k_{бл.т.} \leq 1$ $T_{факт.}$ – фактическая величина блуждающих токов, мВ/м; $T_{доп.}$ – фоновая величина блуждающих токов, мВ/м ($T_{доп.}= 10$ мВ/м).</p>
<p>Критерий эффективности природного каркаса:</p> $\frac{S_{техн.изм.}}{S_{нр.к.}}$ <p>$k_{э.нр.к.} = \frac{S_{техн.изм.}}{S_{нр.к.}}, k_{э.нр.к.} \leq 1.62$ $S_{техн.изм.}$ – техногенно измененная площадь, км²; $S_{нр.к.}$ – площадь природного каркаса, км². $k_{э.нр.к.} \leq 1.62$ в соответствии с правилом «Золотого сечения».</p>	<p>Критерий биогенного переноса тяжелых металлов:</p> $\frac{C_{сп.}}{C_{б.}}$ <p>$k_{биог.} = \frac{C_{сп.}}{C_{б.}}, k_{биог.} \leq 1$ $C_{б.}$ – концентрация тяжелых металлов в биогенном веществе, г/л (М); $C_{сп.}$ – концентрация тяжелых металлов в подземных водах и почво-грунтах, М ($C_{б.}=5 \cdot 10^6$ М).</p>

Рассмотрим предлагаемые критерии экосистемной устойчивости.

Геофизические техногенные поля (тепловые, динамические и электромагнитные) охватывают практически всю верхнюю часть литосферы в пределах городских агломераций и промышленных центров и оказывают не только перекрестное влияние на формирование гидробаланса, гео- и биохимические параметры сред. Так динамические (вибрационные) поля искусственного происхождения, включающие акустическое (шумовое) поле, поле вибрации и поле индуцированной сейсмичности, блуждающие токи в ряде случаев генерируют необратимые процессы, поскольку охватывают практически всю верхнюю часть литосферы в пределах городских агломераций. Но, несмотря на актуальность данной проблемы, в настоящее время нормирование этих воздействий не является «экологическим», поскольку ориентировано исключительно на человека. Оптимальными значениями для расчета предложенных критериев, по нашему мнению, являются фоновые уровни антропогенного воздействия и пороговые значения параметров природной подсистемы. Так критерии вибрационных нагрузок ($k_{в.п.}$), блуждающих токов ($k_{бл.т.}$) и акустических нагрузок ($k_{акуст.}$), исходя из вышесказанного, определяются нами относительно фонового уровня [9].

В условиях плотной застройки промышленными и жилыми сооружениями, в границах УЭС наблюдается как повышенный и локально неоднородный фон техногенных электромагнитных полей (ЭМП), так и неоднородный фрагментированный характер биоценозов. Известно, что фоновые нетепловые факторы воздействия ЭМП промышленных частот являются не менее существенным биотропным фактором, чем температура, влажность, давление и т.д. и характеризуются скрытым пролонгированным пространственно-временным действием на экосистемы. При этом магнитная, электрическая, электростатическая, тепловая, химическая и др. компоненты воздействия ЭМП, взаимодействуя нелинейно, в различных элементах экосистем проявляют свойство неаддитивности. Поэтому, в зонах воздействия ЭМП может существенно изменяться соотношение популяций и видов, что объясняется связью почвогрунтов УЭС с формированием и развитием урбоценозов. Специально отметим, что речь идет не только о высоковольтных линиях, как наиболее исследованных объектах, но, в первую очередь, об источниках ЭМИ, непосредственно связанных с излучением, формируемым объектами, оснащенными сетями электроснабжения, трансформаторами, электродвигателями, коммутационными системами, бытовыми и офисными приборами. В этой связи, воздействие ЭМП на любое звено сопряженных процессов является существенным, ввиду того, что синергизм системы определяет трудно прогнозируемую обратную связь, как по знаку, так и по величине.

Критерий удельного электрического сопротивления грунта (k_p) позволяет оценить знак обратной связи в зависимости от величины удельного электрического сопротивления грунта (низкое удельное электрическое сопротивление грунтов повышает уровень воздействия техногенных ЭМП – положительная обратная связь, а высокое снижает это воздействие - отрицательная обратная связь) [10.].

Поскольку в местах локализации наземных источников низкочастотных ЭМП мы имеем дело с пространственно несформировавшимися электромагнитными волнами, необходим учет обеих составляющих, т.е. потока мощности (P), что, с одной стороны, позволяет учитывать величину энергии, а с другой стороны, область перекрытия ЭМП от различных источников в активных средах. Размеры характерных зон неоднородностей интенсивности низкочастотных ЭМП соответ-

ствуют размерам биоценозов УЭС (от 30 до 100 м в зависимости от этажности), а средняя величина поглощаемой почвенно-грунтовыми средами от мощности, излучаемой наземными источниками, составляет до 20%. Оба этих фактора должны учитываться в градостроительстве на базе экологических критериев [10].

Критерий воздействия ЭМП ($k_{эмп}$) учитывает величину напряженности техногенного ЭМП, но не учитывает более серьезной функции ЭМИ – информационной, позволяющей усиливать, часто многократно, техногенные процессы (из-за недостаточной изученности этой проблемы, ограничимся учетом техногенной составляющей ЭМИ). Ввиду отсутствия экологических нормативов для ЭМП, принимаем нормы определенные для ПК в СанПиН 2.2.2.542-96 (ПДУ ЭП - 25 В/м, ПДУ МП - 0.2А/м). Откуда ПДУ плотности потока мощности, поглощаемой почвенно-грунтовыми средами, составляет $\Pi_{пдв} = 5 \text{ Вт/ м}^2$ [10].

Утечки, ЭМИ, химические загрязнения лито- и гидросред способны генерировать рост скорости коррозии подземных сооружений и коммуникаций, изменение коррозионной активности и удельного электрического сопротивления грунтов, что диктует необходимость контроля процесса техногенной коррозии ($k_{кор}$).

Для урботерриторий характерно антропогенное изменение физико-механических свойств почво-грунтов и подземных вод. Оседание верхнего горизонта литосферы включает общее возможное тектоническое движение местности, необратимое уплотнение грунтов под действием статических нагрузок, техногенных вибраций и снижения уровня подземных вод. Так в условиях мегаполисов скорость оседания поверхностного слоя литосферы, для слабых глинистых грунтов, может достигать величины до 3 мм в год [11]. Поэтому целесообразно критерий оседания литосферы ($k_{о.а.э}$) определять относительно физико-механических свойств грунтов в зависимости от их типа, а критерий плотности почво-грунтов (k_{ρ}) – относительно минимального значения плотности, позволяющего сохранять устойчивость среды.

Значительное уменьшение площади природного каркаса, в том числе за счет замены естественно-природной зоны индустриально-урбанистической и искусственными монокультурами, а также уничтожение природных биоценозов, приводит к увеличению скорости антропогенной дигрессии лесных сообществ в границах УЭС, что, в свою очередь, ведет к снижению системной устойчивости. Критерий эффективности природного каркаса ($k_{э.пр.к}$) позволяет опосредованно учитывать синергизм различных воздействий на экосистему, величину биомассы, площадь и качественный состав (естественные для данной ландшафтно-климатической зоны виды растений и монокультуры) природного каркаса УЭС. Специально отметим, что, в отличие от предлагаемых другими авторами соотношений между техногенно измененной и естественной площадями, предлагается в качестве порогового значения этого соотношения число 1.62 (в соответствии с правилом «Золотого сечения»).

Как известно, подземные воды составляют 14%, от мировых запасов пресной воды на планете, а в некоторых странах - до 70-100% [9]. Дефицит этих ресурсов связан с тремя причинами: природные, техногенное загрязнение и нерациональное использование водоносных горизонтов. Амплитуды колебаний уровня подземных вод на урботерриториях значительно выше, чем в равновесных и слабо неравновесных естественных экосистемах, и, как правило, не подвержены сезонным изменениям. По мере роста интенсивности антропогенных нагрузок на водный бассейн

и их концентрации резко возрастают обратные реакции гидросферы - скачкообразное или постепенное снижение качества и уровня подземных вод: гидродинамическая, температурная, гидрохимическая и гидробиологическая аномалии. Требования к влажности почв в границах УЭС выше, чем для других типов экосистем, поскольку на этих территориях резко снижается потенциал почвенной влаги и плотность почв. В этих условиях даже при максимальной влагоемкости происходит нарушение гидробиологических процессов (вода менее доступна для всасывания растениями, снижается активность почвенных бактерий) [12]. Для определения водного режима почв в почвоведении принято оценивать матричный потенциал в единицах $rF = \lg$ (сила удерживания воды почвой, эквивалентная высоте водяного столба в см). Критерий удерживания воды почвой (k_{pF}) позволяет оценить водный баланс почв и характеризовать необратимость процесса.

Характерной особенностью крупных городских агломераций является нарушение теплового режима на глубине до 100-300 м [10], при этом температура пород и подземных вод часто превышает фоновую на 10-40°C, а под «горячим производством», в зонах выработки, подземных транспортных и др. коммуникаций - 60-100°C [4]. В мегаполисах источники теплового поля увеличивают тепловой поток в 2,6 раза относительно фоновой составляющей [11], что приводит к нарушению физико-химических свойств среды, росту многопрофильного воздействия загрязняющих веществ (ЗВ) и скорости биодеструкции (увеличение температуры верхнего слоя литосферы на 10°C ведет к увеличению скорости биодеструкции в 1,5-2 раза) [12]. Критерий тепловой нагрузки (k_t) позволяет оценить системную устойчивость относительно порогового значения температуры среды, равного 35-40°C [11].

В случае наличия рядом с источником теплового поля уровня грунтовых вод, наблюдается конвективный перенос тепла, т.е. увеличение диссипации, что приводит к росту границ УЭС (зоны аномалии) до 30-50%, в зависимости от скорости потока подземных вод. При скорости течения потока более 0,2 м/с колонии прикрепленных диатомовых, нитчатых зеленых водорослей способны подниматься со дна на 10-15 см и перемешиваться в потоке, а при скорости менее 0,1 м/с – происходит их осаждение в виде плотного донного осадка [12]. Критерий скорости течения и перемешивания подземных вод ($k_{ск.меч}$) позволяет оценить синергизм данного процесса относительно порогового значения скорости 0,2 м/с.

Существенным моментом для оценки устойчивости экосистемы является анализ свойств, путей трансформации ЗВ и параметров среды. Абиотическая трансформация ЗВ осуществляется путем окисления, фотоллиза, гидролиза, каталитического разложения на минеральной матрице почвы, в присутствии тяжелых металлов, биотрансформация - под воздействием живых организмов, реакции присоединения и полимеризации с образованием связанных остатков. Катализаторами процесса полимеризации являются Mn^{3+4+} Fe^{3+} , особенно для pH в интервале 4-8. Массоперенос ЗВ происходит в результате диффузии, испарения (осаждения), адсорбции, ионного обмена, выщелачивания, миграции по трофическим сетям [12].

В лито- и гидросредах основными химическими компонентами, обеспечивающими круговорот веществ, являются O_2 , CO_2 , Fe, Mn (фотосинтез, окисление органических веществ гетеротрофными организмами, образование осадочных пород и органического вещества, первичный почвообразовательный процесс, рельеф, климат). Незамкнутость биохимического цикла углерода обеспечивается наличием оптимального соотношения скоростей продукционно-деструкционных процессов,

т.е. растворенных в гидро- и почво-грунтовых средах CO_2 и O_2 . Изменение содержания $\text{C} \rightarrow \text{CO}_2$ приводит к изменению физико-химических этих сред, продуктивности и видового состава биоценозов. Таким образом, критерий равновесного состояния процесса круговорота CO_2 - O_2 в верхнем слое литосферы ($k_{\text{кр.л.}}$) можно записать как отношение их концентраций. Этот критерий опосредованно учитывает степень разрушения лито- и гидросред, поскольку все продуценты (макрофиты, фитопланктон, леса, болота и т.д.) образуют биоценозы. Нарушение биохимического цикла приводит к изменению числа рН среды ($k_{\text{рН}}$): поглощение CO_2 при фотосинтезе приводит к увеличению рН, выделение – к снижению рН. При этом для каждой среды существует свой оптимальный диапазон этих значений.

В соответствии с анаэробно-аэробными условиями среды различают следующие режимы: аэробные (высокие значения $\text{C}[\text{O}_2]$ и низкие рН), аноксигенные (O_2 , окисленные формы металлов), анаэробные (высокие значения $\text{C}[\text{Fe}^{2+}, \text{Mn}^{3+}]$ и рН). За пределами области $\text{Eh}_{\text{min}} \leq \text{Eh} \leq \text{Eh}_{\text{max}}$ среда становится термодинамически неустойчивой: $0,5 \leq \text{Eh}_{\text{max}} \leq 10$, $0,5 \leq \text{Eh}_{\text{min}} \leq 0,7$ [12]. Изменение естественного Eh ведет к нарушению соотношения растворенных и нерастворенных форм некоторых минералов, мигрирующих веществ и анаэробов. По мере биодеградации органических веществ (в отсутствии свободного газообмена с атмосферой) в подземных водах и почво-грунтах возможно формирование редокс-зон: образование метана в результате восстановления CO_2 , сульфатредукция, восстановление Fe^{3+} и восстановление Mn^{4+} [12]. Критерий редокс потенциала ($k_{\text{Еh}}$) отражает степень окисления-восстановления и опосредованно через катализаторы и потенциальный уровень полимеризации.

Одной из наиболее существенных проблем оценки системной устойчивости являются тяжелые металлы. На их миграцию влияют: степень окисления среды (содержание CO_2 , O_2 , H_2S – продукт жизнедеятельности организмов), органические вещества (способствуют растворимости тяжелых металлов), гуминовые и фулвокислоты (с тяжелыми металлами образуют комплексные соединения, растворимость которых на 1-4 порядка выше растворимости гидроксидов металлов). Подвижность тяжелых металлов зависит от их химических и физических (степени дисперсности коллоидов, знака и величины заряда, площади реактивной поверхности) свойств, рН среды, интенсивности биогенного переноса, т.е. переноса из абиогенной среды в биогенную [12]. Последняя зависимость подтверждается законом биогенной миграции атомов В.И.Вернадского (миграция химических элементов в биосфере обусловлена живым веществом) и определяется критерием транслокации или биогенного переноса тяжелых металлов ($k_{\text{био}}$). Поскольку наиболее уязвимым компонентом в процессе переноса ЗВ является биогенная среда, в качестве порогового значения $k_{\text{био}}$ определена средняя допустимая концентрация тяжелых металлов в биоорганизмах ($5 \cdot 10^{-6}$ М), что достаточно точно соответствует нижнему уровню их ПДК в верхнем слое литосферы.

Рассмотренные критерии при интерференции природных факторов и антропогенных воздействий могут изменять знак в системе обратных связей и отражают нелинейный синергетический характер взаимодействия социума, биотических и абиотических факторов.

Анализ устойчивости урбоэкосистем

УЭС, обладая характерными особенностями, тем не менее, подчиняется общим законам активных сред [7]:

- это макроструктура, характеризующаяся наличием распределенного источника воздействия и состоящая из сопряженных природно-антропогенных подсистем;

- управляющими системными параметрами являются параметры природно-антропогенных процессов, формирующие амплитуду автоволн, и порог возбуждения системы;

- скорость распространения, длина и форма автоволн не зависят от начальных и граничных условий и постоянны;

- скорость ингибитора намного меньше скорости активатора.

Как известно, для образования процесса самоорганизации минимальное число взаимодействующих элементов должно быть не менее 2-х, а максимальное – неограничено. Данный подход может быть реализован в приближении уравнения распределенных активных сред Фитц-Хью-Нагумо с 2-мя управляющими параметрами, модифицированного нами для природно-антропогенных процессов [6]:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \frac{D\partial^2 U}{\partial x^2} - (U - U_1)(U - U_2)(U - U_3) - W$$

$$\frac{\partial W}{\partial t} = \beta U - \gamma W$$

где U – функция активатора автоволнового процесса (антропогенные процессы);

$U=U_1$ и $U=U_3$ – устойчивые состояния функции, $U_1=0$, $U_3=1$; U_2 – порог возбуждения активатора (одновременно является порогом возбуждения УЭС, т.к. именно антропогенные процессы формируют системную устойчивость), $U_2=\alpha$, $0<\alpha<0.25$ (табл. 2); W – функция ингибитора автоволнового процесса (природные процессы); γ – константа антропогенного воздействия: $\gamma=K \cdot 10^{-3}$, $\gamma>0$, K – критерии экосистемной устойчивости (табл. 1); β – константа природного воздействия: $\beta=K \cdot 10^{-3}$, $\beta>0$ [6].

Таблица 2 – Зависимость порога возбуждения УЭС от численности населения

Численность населения, млн. человек	Порог возбуждения УЭС (α)
Более 5	0,05-0,1
5-1	0,1-0,15
1-0,1	0,15-0,2
0,1-0,01	0,2-0,25

Решениями уравнения являются: устойчивый (автоволновой) режим, точка бифуркации, неустойчивый (бистабильный) режим. Если скорость распространения волны возбуждения положительна, то, благодаря кооперативному поведению прямых и обратных связей, режим УЭС определяется как устойчивый [10]. Если скорость отрицательна – процесс автоволновой самоорганизации отсутствует, ввиду подавляющего воздействия ингибитора, и режим определяется также как устойчивый. В случае двух стационарных решений (устойчивый и неустойчивый узел) под воздействием значительного антропогенного фактора система входит в

бистабильное состояние. Чем выше разница между величиной воздействия активатора и ингибитора, тем более неустойчива система, ввиду несоразмерности прямых и обратных петель [10].

Согласно данным оценки системной устойчивости для фиксированного значения воздействия ЭМИ, нами проведен анализ зависимости дискриминанты уравнения типичной активной возбудимой среды (D) от соотношения констант природного и антропогенного воздействия и значений порога возбуждения экосистемы (табл. 3, рис. 2) [10].

Таблица 3 - Зависимость устойчивости экосистемы от параметров управления и порога возбуждения системы

Режимы УЭС	Параметры уравнения типичной возбудимой активной среды ($\gamma=0.007$)						
	β	$\frac{\beta}{\gamma}$	D ($\alpha=0.05$)	D ($\alpha=0.1$)	D ($\alpha=0.15$)	D ($\alpha=0.2$)	D ($\alpha=0.25$)
Бистабильный	0.0005	0.007	+0.87	+0.52	+0.69	+0.61	+0.54
Бистабильный	0.001	0.14	+0.34	+0.24	+0.16	+0.16	0-точка бифуркации
Автоволновой	0.002	0.29	-0.33	-0.26	-	-	-0.16
Автоволновой	0.004	0.6	-2.3	-1.47	-	-	-2.64

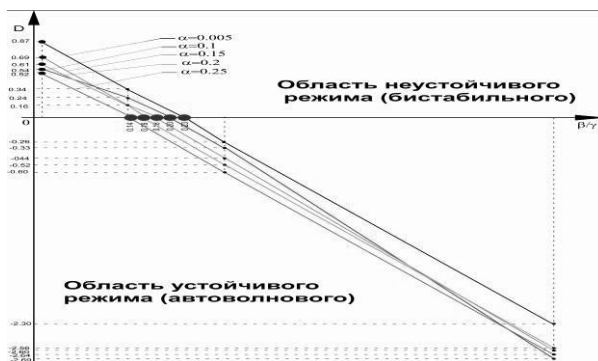


Рис. 2 – Зависимость устойчивости от параметров управления и порога возбуждения системы

Параметры точки бифуркации являются определяющими для вектора эволюции системы. Анализ зависимости системной устойчивости от точки бифуркации показал (табл.4, рис. 3), что уменьшение ее численного значения способствует активизации необратимых системных процессов и может привести систему в состояние неустойчивости при $\gamma > \beta / (1 - \alpha)^2$ [10].

Таблица 4 – Зависимость константы природного воздействия от значения порога возбуждения УЭС в точке бифуркации

Значение порога возбуждения УЭС	Параметры уравнения возбудимой активной среды (D=0)							
	β	γ	β	γ	β	γ	β	γ
$\alpha=0.05$	0.0005	0.0181	0.001	0.003	0.002	0.0072	0.004	0.0144
$\alpha=0.1$	0.0005	0.002	0.001	0.004	0.002	0.008	0.004	0.016
$\alpha=0.15$	0.0005	0.0028	0.001	0.0055	0.002	0.0111	0.004	0.0221
$\alpha=0.2$	0.0005	0.0031	0.001	0.0062	0.002	0.0124	0.004	0.0248
$\alpha=0.25$	0.0005	0.0036	0.001	0.0072	0.002	0.0142	0.004	0.0284

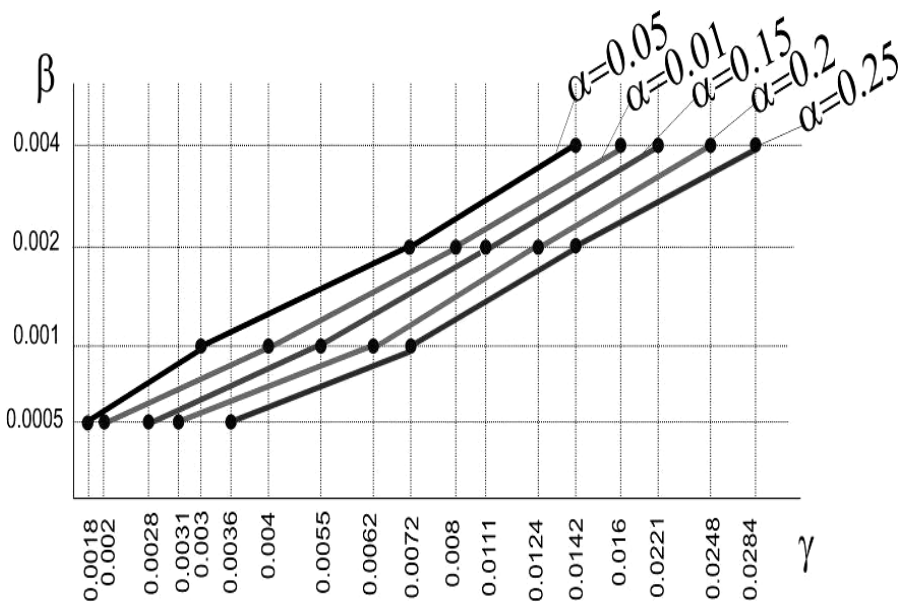


Рис. 3 – Бифуркационная диаграмма

Данный подход позволяет оценивать устойчивость сопряженных подсистем в условиях воздействия на верхние слои литосферы различных антропогенных факторов, что существенно расширяет область экомониторинга, а также осуществлять прогноз возможных последствий и, как следствие, обеспечить экологическую безопасность урбанизированных территорий.

Заключение

В статье обосновывается мировоззренческий переход от общепринятого в экологии антропоцентристского критерия медико-биологической безопасности человека в биосфере к критериям системной безопасности биосферы и опосредованно человека как ее критического звена.

Понимание синергетических закономерностей позволяет интерпретировать различные явления, обусловленные взаимодействием самоорганизующихся (эко)систем с внешними физическими и химическими факторами природного и антропогенного происхождения, моделировать динамические процессы возникновения пространственно-временных структур в многокомпонентных системах различной природы на макроскопическом уровне.

Автор выражает глубокую признательность профессору В.А. Твердислову за полезное обсуждение материалов статьи.

Литература

1. Назаретян А.П. Цивилизационные кризисы в контексте Универсальной истории. (Синергетика, психология и футурология). – М.: ПЕР СЭ, 2001. – 239 с.
280. Кавтарадзе Д.Н. Урбанизация биосферы. // Проблемы окружающей среды и природных ресурсов, №7. – М.: ВИНТИ, 2005. – 37 с.
281. Пригожин И., Стенгерс И. Порядок из хаоса: Пер. с англ. 3-е издание. – М.: Эдиториал, 2001. – 310 с.
282. Реймерс Н.Ф. Экология. – М.: Россия Молодая, 1994. – 364 с.
283. Люри Д.И. Развитие ресурсопользования и экологические кризисы. – М.: ООО «Издательство Дельта», 1997. – 173 с.
284. Антонов В.А., Сидорова А.Э. Устойчивость урбозкосистем с позиции теории автоволновой самоорганизации активных сред. // Экология урбанизированных территорий. – 2006, №4. – М.: Изд. Дом «Камертон». - С. 14-21.
285. Твердислов В.А. Активная среда. От физико-химических к социальным системам. // Труды семинара «Время, хаос и математические проблемы» – М.: Книжный дом «Университет», 2001. - С. 193 – 215.
286. А.Н. Заикин, П.С. Иванов, В.А. Твердислов. Динамические особенности пространственно-временных процессов трансформации органического вещества почвы. // Сб-к научных трудов «Нелинейные явления в открытых системах». Вып. 8. – М.: Гос. ИФТП, 1997. - С. 130 – 144.
287. В.Т. Трофимов, Д.Г. Зилинг. Экологическая геология. – М.: Геоинформмарк, 2002. – 414 с.
288. В.А. Антонов, А.Э. Сидорова, Л.В. Яковенко. Воздействие электромагнитных полей промышленной частоты на устойчивость био- и урбозкосистем. // Экология урбанизированных территорий. – 2007, №1. – М.: Изд. Дом «Камертон». - С. 25-34.
289. Безопасность России. Правовые, социально-экономические и научно-технические аспекты. Экологическая безопасность, устойчивое развитие и природоохранные проблемы. – ММГФ «Знание», 1999.- 703 с.
290. А.Е. Кузнецов, Н.Б. Градова. Научные основы экобиотехнологии. – М. Изд-во «Мир», 2006. – 503 с.

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ИК-СОСТАВЛЯЮЩЕЙ СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ В ЭНЕРГИЮ ТЕЧЕНИЙ

Соловьев А.А., Лыков А.В., Захарова М.В., Павловский К.П.

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

Процессы преобразования солнечной энергии в энергию движения ветра, волновых возмущений, приливно-отливных течений, речных потоков, низкотемпературное тепло земли, воздуха и воды, в энергию биомассы описываются феноменологическими принципами явлений переноса. Из перечисленного видно, какой широкий круг задач требует использования физических законов, описывающих движение текучих сред и распространение тепла. Поэтому современные направления развития аэромеханики и термодинамики уверенно расширяют сферу своих приложений в область прикладных задач экологической физики и возобновляемой энергетики. Особую практическую значимость в последние годы приобретает анализ физических особенностей переноса тепла и импульса применительно к развитию инновационных технологий преобразования солнечной энергии. К ним следует, в первую очередь, отнести перспективные направления солнечной энергетики, в которой разрабатываются энергосистемы эффективного преобразования инфракрасной составляющей солнечной радиации в энергию течений и электрическую энергию. Коэффициент полезного действия преобразования тепловой энергии, инициированной солнечным излучением, в энергию движения воздушных масс ограничивается вторым законом термодинамики для изолированных систем, находящихся в равновесии. Практическая реализуемость гелиоэнергосистем, связанных с генерацией движений воздушных масс, ограничивается пределом преобразования тепловой составляющей солнечной энергии в энергию течений в рамках равновесной термодинамики и аэромеханики. В настоящей работе обсуждается, в какой степени переход к неравновесности и необратимости процессов энергообмена может привести к возможности создания эффективных способов преодоления предельных значений механической работы при аэродинамической технологии преобразования солнечной энергии.

Идея о трансформации солнечной энергии в электричество с помощью потока, инициированного теплом от солнечного нагрева, имеет давнее происхождение. Первая работа, в которой предлагалось соединить в одной гелиотепловетровой электростанции три энергетических элемента: коллектор, трубопроводный концентратор потоков и турбоэлектрогенератор, была опубликована в Испании [1]. В проекте гелиотепловетровой электростанции использовался принцип действия печной трубы. В дальнейшем идея печной электростанции, работающей от солнца, в течение длительного времени детализировалась в различных патентах [2,3,4]. Первая масштабная электростанция, которая получила название "Solar Chimney" была построена в 1982 году в Испании (Manzanares) [5]. Дымоход имел высоту 195 метров и диаметр 10 метров. Солнечный коллектор трансформировал энергию солнечной радиации в тепло на площади 4,6 га. Выходная мощность составляла 50 кВт. Коэффициент преобразования солнечной энергии в электричество составлял доли процента. Испанская станция проработала семь лет, и после разрушения во время грозы в 1989 году не была восстановлена.

Практическая материализация идеи электростанции “Solar Chimney” в Испании определила оправданный интерес и внимание исследователей к проблеме получения электричества из тепловой энергии солнечного излучения. Начиная с конца 80-х годов 20 столетия по настоящее время интенсивность исследований в направлении развития проекта электростанций, преобразующих энергию солнечного тепла в ветер и затем в электричество, систематически увеличивается. Значительный масштаб в этот период приобрела изобретательская деятельность. Появились предложения по созданию по созданию устройств, в которых для отбора энергии используются циклонические и антициклонические вихри [6]. Разрабатывались конструкции, в которых для увеличения подъемной силы в восходящий поток предлагалось в вытяжную трубу вводить струи с нагретой водой [7]. Для повышения эффективности солнечных тепло-ветровых электростанций предлагалось в центре солнечного коллектора организовать испарение воды, а на его периферии конвекцию сухого воздуха с нагретой поверхности [8]. В одной из модификаций электростанции “Solar Chimney” предусматривалась возможность формирования искусственного ветра без солнечных коллекторов с использованием тепла водоохладителей атомных электростанций [9]. Другой пример возбуждения течения без участия солнечного излучения представлял собой проект факельной аэродинамической электростанции [10]. Она представляла собой башню с газовыми горелками, создающими конвективный поток. На выходе генератора турбины такой электростанции с башней высотой 250 м и диаметром 10-20 м по расчетам должна достигаться мощность 100 кВт. Канадским исследователем Мичаудом [11] разработана электростанция “Atmospheric vortex engine” с огненными смерчеподобными вихрями. По оценкам автора, вихря с поперечным размером 100 м и вертикальной протяженностью 1 км; генерируемого в башне диаметром 400 м и высотой порядка 100 м, было бы вполне достаточно для того, чтобы получить выходную электрическую мощность 100 МВт. Для повышения эффективности солнечных электростанций в которых энергия получается только от конвективного ветра, профессор Папагеогири предлагает систему: “Floating solar chimney-FSC” морского базирования с надувными коллекторами и трубами [12]. Плавающая солнечно-тепловая электростанция с трубой двух километровой высоты и диаметром 50 м, принимающей тепловой поток от солнечного коллектора поперечным размером 2000 м возбуждает конвективное ветровое течение мощностью 100 МВт. Киловатт установленной мощности в такой станции по оценкам должен обойтись в 700 евро [13].

В последнее время предложен проект солнечной тепло-ветровой электростанции мощности 200 МВт с трубами из железобетона высотой до 1000 м, строительство которой осуществляется в Австралии [14,15]. Попытку найти приемлемое решение для демонстрации практической осуществимости солнечной электростанции “Solar Chimney” предприняла группа израильских ученых [16]. Предложено распыление холодной воды в верхней части башни, которое, должно охлаждая воздух увеличить его плотность и, таким образом, существенно снизить высоту трубы, необходимую для достижения больших выходных мощностей электростанции.

В России получило развитие направление развития технологии гелиоэнергосистем, основанное на формировании искусственных вихревых потоков, инициированных неоднородным нагревом приземной поверхности солнечным излучением [17]. Эти исследования привели к формированию направления гелио тепловой

энергетики ориентированного на создание энергетических установок, использующих аналогии с эффективными природными концентраторами и преобразователями солнечной энергии - интенсивными вихрями типа ураганов и торнадо [18]. Были созданы лабораторные установки, на которых проверялись различные модификации способствующие росту эффективности преобразования тепла в энергию конвективно-вихревых течений. Одним из вариантов повышения энергоотдачи солнечно-вихревого преобразователя является создание режима неравномерного нагрева среды в солнечном коллекторе [19]. Увеличение энергоотдачи таких преобразователей солнечной энергии в этой электростанции достигалось благодаря использованию вихревого характера течений. Наиболее подходящим средством повышения интенсивности энергии, генерируемой при аэродинамическом преобразовании солнечной энергии, оказался разработанный в Московском университете двухколлекторный вариант парниковой электростанции, в котором усиление вращения обеспечивалось не только вихревым характером течения, но и внешней турбулизацией движений, приводящей к возникновению когерентных структур [20].

Практическая реализация идеи усиления эффектов преобразования солнечной энергии инициирующей низконапорные, термовосходящие вихревые течения, развивается в проекте гелиоаробарических тепловых электростанций "Helioarobaric thermo electric station-HTES" [21]. Предлагается конструкция, обеспечивающая циклотронное ускорение спирально винтовых потоков при отличной от нуля завихренности с использованием нагревателей, получающими тепло от солнечного нагрева. Утверждается, что для строительства крупномасштабных станций HTES не потребуются создания высотных башен и больших территорий благодаря увеличению коэффициента полезного действия на порядок по сравнению с эффективностью традиционного варианта электростанций типа «Solar Chimney». Этот вывод требует физического обоснования.

Одним из принципиальных вопросов, с которым приходится сталкиваться при разработке электростанций использующих возобновляемые источники энергии это относительно низкая удельная мощность на единицу занимаемой площади. Подобные станции можно считать эффективными, только в том случае, если плотность генерации энергии будет не менее 50 Вт/м^2 . Такому условию удовлетворяют только источники атомной энергии с плотностью 150 Вт/м^2 [22]. По сравнению с плотностью солнечной радиации 1000 Вт/м^2 электростанции типа "Solar Chimney" характеризуются относительно низкими значениями удельной мощности энергопреобразования солнечной энергии порядка 10 Вт/м^2 . Это связано с тем, что процесс ветрового преобразования энергии лучистого нагрева среды в энергию течений осуществляется в конструкциях реализующих условия равновесной термодинамики и линейной гидродинамики [23]. При равновесных состояниях среды на

нагрев единицы объема τ_1 воздуха плотности ρ_1 от температуры T_∞ до температуры T_0 в приземном слое затрачивается количество тепла:

$$Q = C_p \rho_2 \tau_1 (T_0 - T_\infty),$$

где ρ - плотность воздуха после нагрева при изобарическом процессе, C_p - теплоемкость. Подъемная сила, нагретой и расширившейся до объема $\tau_2 = \tau_1 T_0 / T_\infty$ воздушной массы, равна:

$$F = (\rho_2 - \rho_1) g = \rho_1 g \tau_1 \frac{T_0 - T_\infty}{T_\infty}$$

Работа этой силы при перемещении воздуха на высоту H :

$$A = \rho_1 g \tau_1 \frac{T_0 - T_\infty}{T_\infty} H$$

Коэффициент преобразования η , подведенной к потоку тепловой энергии в работу по передвижению частиц воздуха представляется отношением:

$$\eta = \frac{A}{Q} = \frac{gH}{C_p T_\infty} \quad (1).$$

Принимая $C_p = 1000 \text{ Дж/кг}^2$; $g = 9,8 \text{ м/с}^2$; $T_\infty = 300 \text{ К}$; высоту $H = 200 \text{ м}$, для коэффициента преобразования тепловой энергии в энергию конвективных воздушных потоков получаем $\eta = 0,65\%$. Учет диссипации энергии конвективных восходящих потоков в тепло вязким и турбулентным трением будет приводить к снижению коэффициента преобразования энергии.

Значение коэффициента преобразования энергии солнечного излучения (1) получено при условии, что поток формируется только вертикальной конвекцией. Поэтому достижение экономически оправданных выходных мощностей может быть связано с использованием относительно высокой трубы. Между тем, такое решение проблемы интенсификации термовосходящих течений, инициированных ИК-нагревом приземного слоя солнечного коллектора, не является однозначным. Поскольку оно изначально игнорирует турбулентные горизонтальные конвективные течения, обусловленные перепадом температур внутри и вне коллектора, а также перенос энергии завихренностью, входящего в коллектор потока. По существу говоря, как испанский, так и австралийский проекты солнечно- парниковой электростанции связывают генерацию энергии искусственного ветра с моделью линейного восходящего потока, свойственного природному термику. Для получения эффективной генерации энергии в электростанциях с потоками, инициированными солнечным нагревом течения их следует рассматривать в рамках модели торнадо. Энергия искусственного торнадо в таких электростанциях определяется не столько вертикальным напором, сколько завихренностью горизонтальных спирально сходящихся к центру воздушных масс, создающихся на нелинейных неустойчивостях.

Для оценки возможности интенсификации течений в солнечно- парниковой электростанции с взаимосвязанными вертикальными и горизонтальными конвективно закрученными потоками рассматривается следующая модель преобразова-

ния энергии лучистого нагрева в кинетическую энергию воздушных течений. В приземном коллекторе создаются условия для концентрации инфракрасной составляющей электромагнитного излучения и нагрева, находящегося в нем воздуха. Вертикальный перепад давления в цилиндрической трубе на оси цилиндрического коллектора формирует из восходящих конвективных струй осесимметричные сходящиеся к центру потоки. Входящему в коллектор наружному воздуху на боковой границе придается угловой момент. Неоднородный горизонтальный перепад температур в коллекторе инициирует гидродинамические возмущения, приводящие к центробежной конвекции с отличным от нуля ротором скорости, благодаря которой происходит замещение нагретого воздуха, перемещающегося из коллектора в трубу. Вращающееся приземное течение в трубе концентрируется в торнадоподобный поток.

Уравнения, описывающие течения в модели, записываются в следующем виде:

$$\begin{aligned} V_r \frac{\partial V_z}{\partial r} + V_z \frac{\partial V_z}{\partial z} &= -\frac{\partial \pi}{\partial z} + \lambda \vartheta + \frac{v'}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial V_z}{\partial r} \right), \\ V_r \frac{\partial \vartheta}{\partial r} + V_z \frac{\partial \vartheta}{\partial z} + S V_z &= \frac{v'}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \vartheta}{\partial r} \right), \\ V_r \frac{\partial V_t}{\partial r} + V_z \frac{\partial V_t}{\partial z} + \frac{V_r V_z}{r} &= v' \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial (V_t r)}{\partial r} \right), \\ \frac{V_t^2}{r} = \frac{\partial \pi}{\partial z}, \quad \frac{\partial V_r r}{\partial r} + \frac{\partial V_z r}{\partial z} &= 0. \end{aligned} \quad (2).$$

$$\vartheta = \frac{T_0 - T_\infty}{T_\infty}; \quad \lambda = g/T_\infty; \quad S = \frac{dT}{dz}.$$

Здесь

Граничные условия:

$$\left\{ \begin{array}{l} v = v_m \quad \text{и} \quad \partial \tilde{e} \quad \left\{ \begin{array}{l} 0 < r \leq r_m \\ 0 < z < H \end{array} \right. \\ v < v_\infty \quad \text{и} \quad \partial \tilde{e} \quad \left\{ \begin{array}{l} 0 < r < \infty \\ r \geq R \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} \tilde{A} = \tilde{A}_\infty \quad \text{и} \quad \partial \tilde{e} \quad \left\{ \begin{array}{l} r = R \\ 0 < z \leq H \end{array} \right. \\ \pi_0 < \pi \leq \pi_{\text{atm}} \quad \text{и} \quad \partial \tilde{e} \quad 0 \leq z < H \end{array} \right. \end{array} \right.$$

$$T = T_0 \quad \text{в } \delta \begin{cases} 0 < r \leq R \\ 0 \leq z \leq h \end{cases}, \quad (3).$$

$$T = T_\infty \quad \text{в } \delta \begin{cases} r > R \\ 0 < z \leq h \end{cases}$$

$$\frac{dT}{dz} = \frac{T_0 - T_\infty}{H} \quad \text{в } \delta \begin{cases} 0 < r \leq r_m \\ 0 \leq z \leq H \end{cases},$$

$$\frac{dT}{dr} = \frac{T_0 - T_\infty}{R} \quad \text{в } \delta \begin{cases} 0 < r \leq R \\ 0 \leq z \leq h \end{cases}$$

$$\vartheta = \frac{T_0 - T_\infty}{T_\infty}$$

Здесь — π — отклонение температуры от фоновых значений; π — статическое давление, отнесенное к плотности жидкости, которое внутри и вне коллектора соответственно равно π_0, π_{atm} ; V_∞ — фоновое значение скорости на входе в коллектор; $\tilde{A}_\infty = V_\Gamma|_{r \rightarrow \infty} = V_\infty r_\infty$ — фоновое значение циркуляции скорости; T_0 — температура воздуха в коллекторе; T_∞ — температура воздуха вне коллектора; $\lambda = g/T_\infty$ — параметр конвекции; $S = \gamma_a - \gamma$ — параметр неустойчивости; γ_a — сухоадиабатический градиент температуры; $\gamma = -dT/dz$.

Приближенное решение уравнений (2) с граничными условиями (3) применительно к оценке скорости течения приводит к следующему выражению для коэффициента энергопреобразования η :

$$\eta = 0,001 \cdot \frac{r^2}{Rh} \cdot \frac{g \nu^2}{C_p T_0 \cdot H \cdot V_*^2} \cdot \sqrt[5]{L_*^3} \left[1 + 2,5 \operatorname{tg}^2 \theta + 0,06 V_*^2 \cdot \frac{H^2}{\nu^2} \sqrt[5]{L_*^2} \right]^{\frac{3}{2}} \quad (4).$$

Здесь нормировочное значение скорости V_* , которое вычисляется по формуле:

$$V_* = \left[\frac{Q(1-\alpha)n}{\rho C T_0} \cdot g v_*'^2 \cdot \frac{R}{hH} \right]^{\frac{1}{5}},$$

L_* нормированная на радиус R коллектора длина L перемещения воздушных масс внутри коллектора

$$L_* = \frac{L}{R} 2\pi - (2\pi - 1) \cdot e^{-X^2},$$

$$X = \operatorname{tg}^2 \theta / \operatorname{tg}^2 \theta_0.$$

Здесь Q — суммарная коротковолновая составляющая радиации; α — альbedo подстилающей поверхности; n — коэффициент пропускания радиации верхним покрытием коллектора; ρ — плотность воздуха; C_p — теплоемкость, h — высота коллектора, H — высота трубы, R — радиус коллектора, r_m — радиус вытяжной трубы, θ — фоновое значение угла закрутки потока на входе в солнечный коллектор, θ_0 — значение угла, который составляет вектор скорости потока с радиальным направлением на входе в трубу. Расчетное соотношение для определения мощности потока P может быть представлено в следующем виде:

$$P = 0,001\pi r^2 \cdot \rho V_*^3 \cdot \sqrt[5]{L_*^3} \left[1 + 2,5 \operatorname{tg}^2 \theta + 0,06 V_*^2 \cdot \frac{H^2}{v_*'^2} \sqrt[5]{L_*^2} \right]^{\frac{3}{2}} \quad (5),$$

Таким образом, управлять величиной коэффициент гидродинамического преобразования солнечной энергии, инициированного парниковым эффектом можно путем подбора оптимальных значений угла закрутки потока, высоты коллектора, его радиуса, а также высоты и радиуса вытяжной трубы. Существенно, что с точки зрения энергоотдачи вихревое течение на порядок величин эффективнее прямого конвективного потока. В солнечно-вихревой электростанции с характеристиками испанской станции коэффициент полезного действия, рассчитанный по формуле (4), составляет 6,5 %. Условие оптимальности работы парниковых преобразователей солнечной энергии следует в первую очередь определять по предельно реализуемой высоте коллектора, обеспечивающей высокую температуру воздуха не в ущерб расходу. Помимо использования для этой цели внешней закрученности потока, входящего в коллектор, нельзя исключать из рассмотрения и другие способы удлинения пути перемещения воздушной массы. В том числе, прохождение воздуха через систему циркуляционных ячеек, организованных внутри коллектора. Создание ячейистой структуры течения может быть осуществлено с помо-

щью неоднородной пространственной локализации концентрированного солнечного излучения, проникающего в коллектор.

Из приведенного обсуждения следует, что решение задачи о генерации искусственного ветра лучистым нагревом приземного слоя подтверждает перспективность использования в качестве базовой концепции преобразования солнечной энергии принципы создания неравновесной турбулентности с самоорганизацией завихренности в условиях нелинейного взаимодействия вертикальной и горизонтальной конвекции.

Литература

1. Cabanyes I, (1903) Proyecto de motor solar. *La Energia Electric* 8 (4):1-4.
2. Levin SK, (1976) Power system. USA Patent № 3936652.
291. Lucier R.E, (1978) Utilization of Solar Energy Canadian Patents 1023564
3. Lucier R.E, (1979) Apparatus for converting Solar to Electrical Energy. European Patent 499934B.
292. Haaf W, Friedrich K, Mayr G, Schlaich J, (1983) Solar Chimneys. Part I: Principle and Construction of the Pilot Plant in Manzanares. *International Journal of Solar Energy* 2:3-20.
293. Martinez V.Z, (1981) System for the obtaining of energy by fluid flows resembling a natural cyclone or anti-cyclone. UK Patent №2081390.
294. Stapleton S.B, (1993) Air flow generation apparatus. GB Patent № 2261705.
295. Senanayake D R, (1994) Solar chimney arrangement. WO Patent № 9420752.
296. Entwistle A, (1997) Solar energy system having a turbine. GB Patent № 2302139.
297. Rex R.W, (1977) Method for energy extraction. USA Patent № 4.137.719.
298. Michaud L.M, (2003) Atmospheric vortex engine WO Patent № 03/025385
299. Papageorgiou C, (2003) Floating Solar Chimney. PCT/GR Patent № 03/00037/27-03-2003.
300. Papageorgiou C, (2004) External Wind Effects on Floating Solar Chimney. IASTED Proceedings of Power and Energy Systems, EuroPES:159-163.
301. Schlaich J, (1995) The Solar Chimney. Edition Axel Menges, Stuttgart, Germany.
302. Schlaich J, Bergermann R, Schiel W, Weinrebe G, (2005). Design of Commercial Solar Updraft Tower Systems: Utilization of Solar Induced Convective Flows for Power Generation. *Journal of Solar Energy Engineering* 127 (1): 117-124.
303. Zaslavsky D, (2006) Energy towers. *Physica Plus*, Magazine of the Israel Physical Society 7:1-44.
304. Soloviev A.A and Bodronosov A.V, (1982) Effect of a surface temperature on development of a convective vortex. *Proceedings Acad. Sci. USSR, Physic of atmosphere and ocean.* 18 (3):331-333.
305. Soloviev A.A, (2006) Renewed power engineering in university of Moscow. Renewed power sources (lectures Y conference young scientists of Russia), 4:208-218
306. Solovev A.A., Soloduchin A.D, (1989) Convective a vortex-converter of a solar energy. *News Acad. Sci. Belarus, series of the physicist - energy sciences* 1:25-28.
307. Soloviev A.A., Pavlovsky K.P, (2001) Personal a vortex propulsive plant. Russia Patent №2169859.

308. Chabanov A.I, Sevastjanov V.P. et al, (2005) A way of conversion of a solar energy. Russia Patent
309. № 2265161.
310. Makovsky G N and Koltun M.M,(1979) Solar power engineering.Press MIR, Moscow .
311. Golitsyn G.S, (1973) Research of a convection with geophysical appendices and analogies. Hydrometeoizdat, Leningrad.

ЭКОЛОГИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ РАЗВИТИЯ ТЕРМИЧЕСКОГО БАРА

Соловьев Д.А., Блохина Н.С.

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

Введение

Во многих регионах мира, в том числе и крупных городах значительно увеличился масштаб воздействия человека на водную среду. Резко ухудшилось (особенно в весенний период) качество воды в водохранилищах городов. В связи с этим, возникает важная задача, связанная с изучением процессов, отвечающих за перераспределение водных масс. К числу природных процессов, определяющих своеобразие перемешивания вод в водоеме и формированию его теплового баланса, относится конвективное перемешивание. Особое внимание в весенний и осенний периоды следует обратить на конвекцию, связанную с аномальной зависимостью плотности воды от температуры в районе 4°C , приводящей к формированию и развитию в водоеме фронтального раздела – термического бара (термобара). В эти сезоны года термогидродинамические процессы, связанные с развитием термобара, являются основными факторами, определяющими особенности перемешивания воды и отвечающими за ее качество. Все это определяет важность изучения явления термобара.

Термический бар представляет собой фронтальный раздел с температурой от поверхности до дна близкой к температуре максимальной плотности T_m , который обычно возникает в пресных ($T_m=4^{\circ}\text{C}$) и слабосоленых водоемах ($S \leq 24,7\%$) средних широт в периоды весеннего прогрева и осеннего охлаждения. Возникая около берега, термобар перемещается к центру водоема, как правило, параллельно береговой линии. Это движение обусловлено перемешиванием на границе раздела и прогреванием холодных вод. Он исчезает, когда температура по всей акватории водоема становится больше температуры максимальной плотности. В течение всего периода существования термобара в водоемах наблюдаются своеобразные термогидродинамические процессы, связанные с этим явлением. Тихомиров А.И., после работ [13,14,15] которого возник интерес к изучению этого явления, попытался объяснить движение вод, связанное с образованием термобара. Он показал, что с каждой стороны от фронтального раздела водной среды, образуется две цир-

куляционные ячейки, с вращением разного знака. При этом зона схождения (конвергенции) вод наблюдается на поверхности водоема в области, прогретой до температуры максимальной плотности. В зоне конвергенции образуется интенсивное вертикальное движение. Потоки на дне направлены в противоположные стороны от фронта термобара. Позднее было показано, что в крупных водоемах справа и слева от термобара существуют течения, вызванные действием силы Кориолиса. Термический бар отделяет теплые прибрежные воды от холодных глубинных вод, препятствует горизонтальному перемешиванию и проникновению прибрежных загрязнений в центральную часть водоема.

Роль термического бара в экологическом состоянии пресных и солоноватых водоемов

По данным результатов экологического мониторинга некоторых крупных водных объектов России [16,18,20] было выявлено значительное влияние явления термического бара на межсезонную крупномасштабную циркуляцию, и, как следствие, на экологическое состояние водоемов, находящихся вблизи городов. Как правило, эти водоемы, с одной стороны являются основными источниками водоснабжения городов, а с другой стороны - местом сброса продуктов антропогенной деятельности человека. Термобар, отделяет загрязненные прибрежные воды, от чистых водных масс центральной части водоемов длительное время весной и осенью, тем самым, препятствуя перемещению чистых вод глубинной части водоема к берегу. При этом весной область загрязненной части водоема увеличивается по мере перемещения термобара к центральной его области. В этот период года проблема питьевого водоснабжения городов стоит достаточно остро, если выбор места водозабора и очистных сооружений был сделан без учета особенностей гидрофизических, гидрохимических и гидробиологических процессов. Учеными ИВПС Карельского НЦ РАН, в работах последних лет, проведенных в районе Петрозаводской губы Онежского озера [20], показано, как неудачное место водозабора влияет на качество питьевой воды в системе водоснабжения г. Петрозаводск.



Рис. 1. Схема расположения существующего водозабора г. Петрозаводска (а), очистных сооружений (б) и фронта термобара – по изотерме 4⁰ С.

Весной, начиная с мая, в Петрозаводской губе исчезает ледовый покров. В вершине губы, где на мелководье наиболее быстро прогреваются воды, формируется термический бар. В этот период в губе создаются самые неблагоприятные экологические условия. Эти воды губы оказываются изолированными термическим баром (рис. 1) от озерных и состоят из вод реки Шуи, которые в этот период обладают самыми низкими питьевыми качествами, и сточных вод города. Осенью в октябре-ноябре в озере вновь возникает термобар, который снова закрывает Петрозаводскую губу от поступления чистых озерных вод.

В связи с этим для улучшения качества питьевой воды во все сезоны в городе Петрозаводске, исходя из понимания термогидродинамических процессов в Онежском озере, было внесено предложение перенести водозабор за фронт термобара (рис.1, (в)).

Аналогичная ситуация имеет место и в слабосоленых водоемах. В частности качество питьевой воды в г. Калининграде зависит от экологического состояния вод в Вислинской лагуне и низовьях реки Преголя. Натурные наблюдения показали, что воды лагуны имеют различную соленость, причем ближе к городу она уменьшается. Это приводит к тому, что температура максимальной плотности в лагуне разная и изменяется от 3 до 3,9⁰С. Соленость вод Балтийского моря в районе лагуны меньше $S \leq 24,7\%$, следовательно, морская вода также имеет температуру максимальной плотности. Все это приводит к тому, что в данной акватории дважды в год – осенью и весной – температура воды, как в лагуне, так и в море переходит через температуру максимальной плотности, что приводит к формированию фронтального раздела - термобара [5, 21]. Кроме того, из-за разной солености вод лагуны и моря, а, следовательно, и температуры максимальной плотности процесс перехода растянут во времени.

Таким образом, вклад такого явления как термобар в экологическое состояние водоема очевиден, и динамику его развития необходимо учитывать при разработке практических задач и вопросов природоохранной деятельности водных объектов [16, 17, 18, 19, 20].

Для наиболее полного учета этого вклада необходимо комплексное исследование явления термобара, которое позволило бы рассматривать влияние широкого спектра возможных механизмов, определяющих термическое состояние и динамику его развития с учетом разнообразных внешних воздействий. Данный подход открывает широкие возможности для построения реалистичной модели формирования и развития явления термобара. В связи с этим в данной работе использовался как теоретический, так и экспериментальный подход к анализу динамики развития термобара.

Методика моделирования термического бара

Лабораторная модель. В 2006-2007 гг. на кафедре физики моря и вод суши физического факультета МГУ им. Ломоносова в рамках работ по гранту РФФИ была проведена серия экспериментов на лабораторной установке «ТЕРМОБАР» [24].

Лабораторная установка (рис.2) представляла собой прямоугольный бассейн из стекла длиной $l = 1,5$ м и шириной $n = 0,4$ м. Дно бассейна в продольном направлении имело наклон 6°. При фиксированном наклоне дна, заливаемая в бассейн вода глубиной 16 см образовывала клин. Температура воды была меньше

4°C. Дно и стенки бассейна изолировались пенопластом. Поток тепла Q на водную поверхность, приводящий к возникновению и развитию термобара, создавался электрическими лампами накаливания и составлял $5 \cdot 10^{-3}$ кал/см² с. Температура воды измерялась с помощью четырех вертикальных зондов, с закрепленными на них полупроводниковыми датчиками температуры; по два на каждой вертикали и регистрировалась платой сбора данных АЦП. Тарированные термодатчики соединялись с персональным компьютером, где накапливались временные ряды массивов значений температуры в различных точках водной среды, после обработки которых они представлялись в виде полей распределения температуры (изотерм). Отдельный датчик был установлен над поверхностью воды для регистрации температуры воздуха. Измерения проводились на продольном разрезе, проходящем посередине бассейна. Расстояние между соседними точками в которых выполнялось температурное зондирование изменялось с шагом от 1 до 30 см. В связи с интенсивным прогревом воды около поверхности верхний термодатчик на вертикальном зонде устанавливался на расстоянии 1 - 2 см от поверхности воды. Параллельно с измерением температуры проводилась видеосъемка циркуляционных движений в воде.

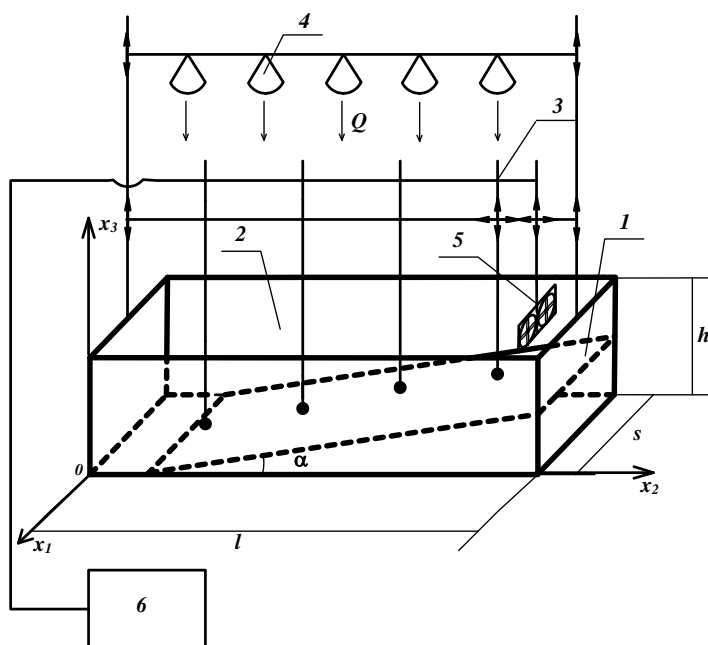


Рис. 2. Схема лабораторной установки. l – длина основания бассейна, α – угол наклона дна, s – ширина бассейна, h – глубина бассейна, 1 – наклонное дно (клин), 2 – прозрачная наблюдательная стенка, 3 – вертикальные зонды с термодатчиками, 4 – электролампы накаливания, 5 – ветропродуктор, 6 – АЦП, Q – поток тепла от электроламп

В лабораторном бассейне большее количество теплоты было поглощено верхним сантиметровым слоем воды; это имитирует солнечное поглощение тепла в верхнем метровом слое в озере. Бассейн можно рассматривать, как сечение от берега до глубоководной части озера.

Математическая модель. В данной модели, которая является развитием модели разработанной ранее [1,2,11,12] исследовалось движение несжимаемой вязкой жидкости, находящейся в поле силы тяжести, в области, соответствующей размерам экспериментальной установки (рис. 2). Задача решалась в системе координат Ox_1, Ox_2, Ox_3 . За начало отсчета принят левый нижний угол. Ось Ox_1 направлена вдоль термобара, ось Ox_3 - вертикально вверх.

Для описания термогидродинамических процессов в моделируемом водоеме используются: система уравнений Навье-Стокса в приближении Буссинеска, уравнение теплопроводности и уравнение состояния для пресной воды. Все уравнения записаны с учетом методики выделения крупномасштабных структур в турбулентной среде [7]. Окончательно в переменных функции тока ψ и вихря φ систему уравнений записывали следующим образом:

$$\frac{\partial U_1}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial x_3} \frac{\partial U_1}{\partial x_2} - \frac{\partial \psi}{\partial x_2} \frac{\partial U_1}{\partial x_3} - 2 \frac{\partial \psi}{\partial x_3} \Omega \sin \beta = \mu \left(\frac{\partial^2 U_1}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2 U_1}{\partial x_3^2} \right) \quad (1)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \left(\frac{\partial \psi}{\partial x_3} \frac{\partial \varphi}{\partial x_2} - \frac{\partial \psi}{\partial x_2} \frac{\partial \varphi}{\partial x_3} \right) + 2 \frac{\partial U_1}{\partial x_3} \Omega \sin \beta = \mu \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_3^2} \right) - 2(T - T_4) \frac{\partial T}{\partial x_2} \quad (2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \left(\frac{\partial \psi}{\partial x_3} \frac{\partial T}{\partial x_2} - \frac{\partial \psi}{\partial x_2} \frac{\partial T}{\partial x_3} \right) = \mu \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial x_3^2} \right) \quad (3)$$

Здесь $\frac{\partial^2 \psi}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x_3^2} = \varphi$, $U_2 = \frac{\partial \psi}{\partial x_3}$, $U_3 = -\frac{\partial \psi}{\partial x_2}$ и U_1, U_2 и U_3 - составляющие скорости вдоль соответствующих координат; β - широта, Ω - угловая скорость вращения Земли.

Полученная система уравнений приведена к безразмерному виду, где в качестве единиц приняты: расстояния - глубина водоема - h , температуры $T - \sqrt{\frac{1}{\gamma}}$, ско-

рости $U - \sqrt{gh}$, времени $t - \sqrt{\frac{h}{g}}$, где $\mu = \frac{\nu_T}{h\sqrt{gh}}$ - безразмерный коэффициент

турбулентной вязкости, T и T_4 - безразмерные значения температуры и температуры максимальной плотности пресной воды. Здесь γ - коэффициент температуропроводности, ν_T - коэффициент турбулентной вязкости, g - ускорение свободного падения.

Для замыкания системы уравнений коэффициент турбулентной вязкости в безразмерном виде принимал вид.

$$\mu^2 = \left(\frac{v_T}{H\sqrt{gH}} \right)^2 = \frac{c^3}{S} \int_S \left[4 \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x_2 \partial x_3} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x_3^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial x_2^2} \right)^2 - (T - T_4) \frac{\partial T}{\partial x_3} \right] ds \quad (4)$$

где S – безразмерная площадь области решения задачи.

Граничные условия задавались следующим образом. На верхней границе ставилось условие свободной поверхности и изменяющийся в зависимости от времени суток поток тепла Q , прогревающий поверхностные воды и приводящий к возникновению термобара. На дне водоема, левой и правой (наклонной) боковых границах задавались условия прилипания и непроницаемости для скорости и отсутствие потоков тепла. В качестве начальных условий задавалось поле температуры, соответствующее условиям эксперимента (при верификации математической модели), или соответствующее температурному распределению в водоемах весной и нулевое значение поля скорости.

Система уравнений (1) - (3) с уравнением замыкания (4), граничными и начальными условиями реализовалась с помощью метода чередующихся направлений (неявная схема) [10]. Задача решалась на сетке, имеющей 1800 узлов.

Результаты лабораторного и математического моделирования

Для проверки математической модели, позволяющей изучить термодинамические процессы в водоеме в период существования в нем термобара, была проведена ее верификация по данным лабораторного эксперимента.

Получено качественное согласие данных лабораторного и математического моделирования. Общий характер изменения термической структуры водной среды для лабораторного T_2 и математического T_1 моделирования в одинаковые моменты времени для разных областей в бассейне, представленный на рис. 3, качественно похож. Наилучшее совпадение наблюдается ближе к центру водоема. Некоторое расхождение с данными численного расчета, может быть связано, как с неравномерностью прогрева водной поверхности, так и неполным совпадением начальных и граничных условий. В частности, в отличие от математической модели стенки бассейна нельзя считать идеально теплоизолированными.

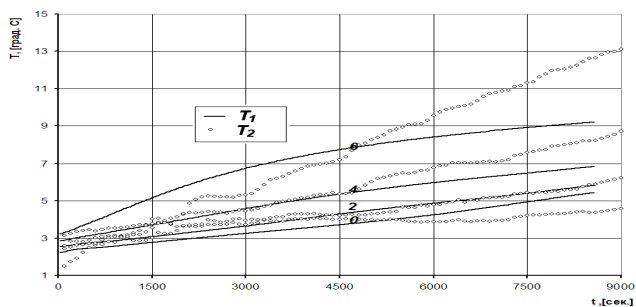


Рис. 3. Зависимость температуры воды от времени прогрева в четырех фиксированных точках, расположенных равномерно по длине бассейна на одинаковом расстоянии от наклонного дна. Сплошная линия – данные численного расчета; точки – результаты лабораторных измерений; цифры 0, 2, 4, 6 – номера измерительных зондов, расположенных в указанном порядке с левого края бассейна (см. рис. 2.).

Качественное совпадение наблюдается также с данными натурных наблюдений [3, 4, 23]. Это позволяет проводить в достаточной степени адекватные оценки влияния явления термобара на термогидродинамическое и экологическое состояние водоема, используя метод математического моделирования.

В качестве примера возьмем Петрозаводскую губу Онежского озера, имеющую протяженность около 10 км, среднюю глубину 25 м и ширину около 4 км. В период существования в водоеме термобара, как отмечалось выше, возникают течения, связанные с термобаром. В прибрежной стратифицированной зоне водоема существует вихревая структура. Направление движения воды по верхней ее части наблюдается в сторону термобара, а по придонной – к берегу. Средняя вертикальная скорость в этих циркуляциях составляет 0.4 см/с (максимальная – 1.12 см/с), а средняя горизонтальная – 0.01 см/с (максимальная – 0.13 см/с). Кроме того вдоль термобара на поверхности наблюдаются течения, такие что теплые воды остаются справа от него. По результатам работы [8] они имеют скорости 1.5 – 2 см/с. Наши оценки по результатам численного моделирования дают меньшие значения - в пределах 0.65 см/с. На рис.4 представлено значение средней скорости движения жидкости по поверхности рассматриваемого водоема V_c в зависимости от времени t его прогрева. При средней скорости 0.55 см/с течений на поверхности прибрежные загрязнения распространятся на расстояние 500 м от берега примерно за 1 сутки. При средней горизонтальной скорости воды в придонной области 0.3 см/с объемный расход жидкости в водоеме шириной 4 км может достигать 50 м³/с, что характеризует среднюю скорость переноса растворенных в воде загрязнений к берегу. Примерно за 1.7 часа они достигнут поверхности при средней вертикальной скорости 0.4 см/с. Таким образом течения, связанные с термобаром, могут оказывать значительное влияние на перераспределение различных по своему органолептическому составу водных масс и вынос донных загрязнений, тем самым внося свой вклад в формирование вдольбереговых течений, и, как следствие в общий циклонический перенос вод, существующий во всех крупных озерах северного полушария, который формируется также за счет неоднородности поля ветра, сил Кориолиса и других факторов.

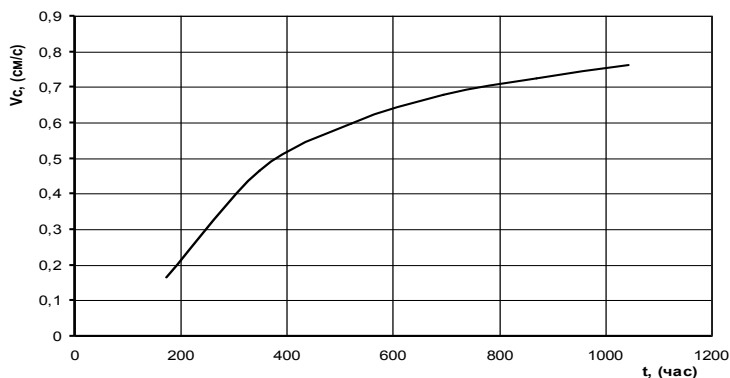


Рис.4. Зависимость средней скорости движения водных масс по поверхности справа от изотермы 4⁰С («теплая» циркуляционная ячейка)

Другая важная проблема, связанная с появлением термобара, в значительной мере определяющая «экологическое здоровье» водоема и не нашедшая до настоящего времени своего окончательного решения – это оценка скорости смещения его фронта. Имея достаточно точную информацию о конфигурации линии фронта термобара и скорости ее смещения можно прогнозировать сезонный режим использования вдольбереговых водных ресурсов. В том числе, при чрезвычайных ситуациях: аварийных сбросах коммунальных систем прибрежных населенных пунктов, прорывах нефтепроводов и других видов загрязнений.

В ряде работ с натурными измерениями изучалась скорость перемещения термобара [3, 8, 9, 15, 23]. По данным различных авторов получено, что она лежит в интервале (0,2 - 1) км/сут. Из анализа базы данных многолетних наблюдений на Онежском и Ладожском озерах (с 1957 - 1995 гг.) получена эмпирическая зависимость, связывающая глубину озера H , над которой располагается изотерма 4°C на поверхности воды с датой наблюдения. Она позволяет определить среднее положение весенней термической фронтальной зоны на поверхности Ладожского озера на любую дату [9]: $H = 0.0076t + 0.0237t^2$, где t - число суток от 20 апреля (от возникновения термобара).

Также предпринимались попытки получить аналитические соотношения для расчета скорости распространения термобара [6, 15]. Сравнение полученных с их помощью результатов с данными наблюдений свидетельствует о том, что расчеты дают заниженные в несколько раз значения скорости по отношению к реальным величинам и содержит эмпирические параметры. На сегодняшний день наиболее качественное совпадение с данными натурных наблюдений позволяет получить моделирование, основанное на применении численных методов [11, 22].

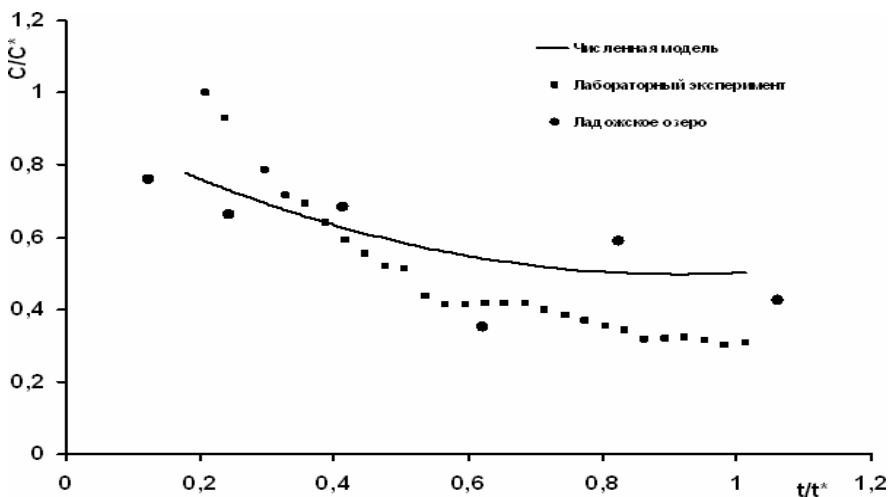


Рис. 5. Безразмерная средняя скорость смещения термического бара C/C^* по результатам численных расчетов, лабораторного эксперимента и для Ладожского озера (направление ЮЮВ-ССЗ), спутниковые данные [4], доверительный интервал: $S_c = \pm 0,05$.

Типичный характер изменения средней скорости смещения термического бара по данным численного и лабораторного моделирования, проведенных авторами, подтверждается спутниковыми ИК наблюдениями для Ладожском озера, показан на рис. 5. Здесь данные натурных наблюдений нормированы с учетом соотношения пространственно-временных масштабов модель - натура. Сравнение проводилось путем масштабирования размеров природных водоемов и лабораторного бассейна и при соблюдении подобия по числам Ричардсона и Тейлора.

Средняя скорость смещения термического бара по данным расчета, эксперимента и натурных спутниковых измерений [4] составила: 2,15 см/мин, 1,8 см/мин и 34,7 см/мин. Расхождение связано, по-видимому, с особенностями теплового режима водоема для каждого отдельного случая.

Используя результаты, полученные с помощью математической модели, был проведен анализ влияния различных гидрометеорологических условий на развитие термобара, что позволило более полно оценить его вклад в экологическое состояние водоемов.

Анализ проведенных расчетов показал, что в крупных озерах сила Кориолиса способствует снижению средней скорости циркуляции жидкости в конвективных ячейках, что продлевает время существования термобара с масштабом временного прироста 1% на 5 км протяженности водоема и уменьшает скорость распространения примесей примерно на 20%.

Скорость перемещения термического бара при учете суточного изменения радиационного потока тепла испытывает осцилляции. В дневное время он перемещается к центру водоема, а ночью к берегу. Продолжительность существования термического бара увеличивается, соответственно уменьшению поступающему потоку тепла. Термический и динамический режим водных масс меняется в зависимости от времени суток, при этом интенсивность конвективного движения водных масс в ночное время снижается примерно в 2 раза, что замедляет распространение примесей.

Наличие ветра над водной поверхностью существенно изменяет картину течений [2]. Когда ветер направлен против движения термобара, с ростом скорости ветра увеличивается размер глубинной ячейки, а в случае ветра по направлению распространения термобара увеличивается размер прибрежной ячейки. Противоположная картина имеет место для ветра направленного поперек термобара. При интенсивном ветре до 10 м/с верхняя часть фронта термобара может испытывать смещение до 500 м в сторону действия ветра, по сравнению с ее положением в безветренную погоду. На основе анализа данных расчетов показано, что воздействие ветра на поверхность водоема в зависимости от его величины и направления может полностью подавлять развитие термобара и существенно изменять картину течений в водоеме.

Учет потоков скрытого и явного тепла между водоемом и атмосферой при определенной гидрометеорологической ситуации может давать вклад соизмеримый с радиационным потоком тепла от Солнца. Суммарное их значение может приводить к изменению скорости распространения термобара (до 25%) пропорционально дополнительно поступившему в толщу воды количества тепла.

Предложенный в работе подход позволяет комплексно подойти к решению задач, связанных с изучением термогидродинамического и экологического состояния водоемов в период возникновения и развития в них термобара.

Работа выполнена при финансировании РФФИ (гранты № 06-05-64911-а)

Литература

1. Блохина Н.С., Овчинникова А.В., Орданович А.Е. Математическое моделирование весеннего термобара в неглубоком водоеме // Вестник Московского университета. Серия 3, Физика. Астрономия, 2002. № 2, с.60.
312. Блохина Н.С., Соловьев Д.А. Влияние ветра на динамику развития термобара в период весеннего прогрева водоема // Вестник Московского университета. Серия 3, Физика. Астрономия, 2006. № 3, с.59
313. Бояринов П. М., Петров М.П. Процессы формирования термического режима в глубоких пресноводных водоемах. // Гидрометеоздат, 1987. 177с.
314. Бычкова И.А., Викторов С.В., Демина М.Д. Использование регулярных спутниковых данных РЖ - диапазона для изучения явлений термобара и апвеллинга. // М., Океанология, т. XXIX, вып. 5, 1989. с.551-629.
315. Гриценко В.А., Демченко Н.Ю., Руденко А.И., Чубаренко И.П. Лабораторное, численное и натурное исследование тонкой структуры стоковых фронтов в прибрежной Балтике. // Физические проблемы экологии (экологическая физика), том 12, изд-во «Макс Пресс», 2004. Москва, с. 12-23
316. Зилигинкевич С.С., Тержевик А.Ю. Термический бар // Океанология, т.27, №5, 1987. с.732-738.
317. Ковалев В.А., Орданович А.Е. Физико-математическая модель турбулентного горизонтального стратифицированного потока с учетом когерентных структур. //Препринт Московский Университет, 1981.
318. Науменко М.А. Термобар как фронтальный раздел в больших озерах.// Препринт. Институт озераведения АН СССР, №713-82 Деп., 1982.
319. Науменко М.А., Каретников С.Г. О скорости движения весенней термической фронтальной зоны в Ладожском озере // Метеорология и гидрология. №4, 1998. с. 107-115.
320. Роуч П. Вычислительная гидродинамика // изд-во «Мир», Москва,1980. 616 с.
321. Соловьев Д.А. Блохина Н.С. Математическое моделирование весеннего термобара в глубоком водоеме, Возобновляемые источники энергии // Материалы 4 -ой Всероссийской молодежной школы, М: изд-во географического факультета МГУ, 2003. с.104-107
322. Соловьев Д.А., Блохина Н.С., Орданович А.Е. Лабораторная модель весеннего термического бара // Вестник Московского университета. Серия 3, Физика. Астрономия, 2007. № 5, (в печати)
323. Тихомиров А.И. О термическом баре в Якимварском заливе Ладожского озера. //Изв. Всесоюзного географического общества, т.91, № 5, 1959. с.424-438.
324. Тихомиров А.И. О термическом баре Ладожского озера. // Изв. ВГО., т.95, вып. 2, 1963. с.134-142.
325. Тихомиров А.И. Термика крупных озер. // Л.: Наука, 1982. 232 с.
326. Филатов Н.Н. , Поздняков Д.В. Климат и экосистемы водоемов. Наука в России. М.,№. 3, 2000. с. 82-89.

327. Филатов Н.Н. Гидродинамика озер. С.Петербург. Наука, 1991. 191 с.
328. Филатов Н.Н. Гидрофизика и лимнология // В сб. "Исследования в области океанологии, физики атмосферы и, географии, экологии, водных проблем и геокриологии". М.: ГЕОС, 2002. с.224-226.
329. Филатов Н.Н. Динамика озер. Л. Гидрометеоиздат, 1983. 187 с.
330. Филатов Н.Н. и др. Водные ресурсы Республики Карелия и пути их использования для питьевого водоснабжения. Опыт карельско-финляндского сотрудничества // Петрозаводск: Карельский научный центр РАН, 2006. 263 с.
331. Demchenko N., Chubarenko I. Coastal cooling/heating events: Laboratory experiments // Acta Geophysica Volume 55, Issue 1, March 2007, p. 56-64
332. Malm J. Spring circulation in a large temperate lakes. // Thermal Bar Dynamics - Spring Thermal- and Hydrodynamics in Large Temperate Lakes by Joakim Malm, Report №1020, Lund, Sweden., 1994.
333. Rodgers G.K. The thermal bar in the Laurentian Great Lakes. // Proc. 8th Conf. Great Lakes Res., Univ. Michigan, Great Lakes Res. Div., Publ. 13, 1965. p. 358-363.
334. Soloviev D.A. Laboratory-scale model of the spring thermal bar // Fluxes and structures in fluid. Abstracts International Conference, St. Petersburg, 2007. P. 125-126.

НООСФЕРА КАК ИЕРАРХИЯ АКТИВНЫХ СРЕД

Твердислов В.А.

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

***«Жизнь – это способ существования
активных сред»***

А.Н. Заикин

Представления об активных средах рассмотрены как методологическая основа изучения процессов самоорганизации, проявляющихся в образовании регулярных динамических структур в сложных системах и характеризующихся устойчивыми или же неустойчивыми режимами их развития. Данный подход имеет общий характер и объединяет описание пространственно-временной эволюции распределенных открытых физических, химических, биологических, экологических, социально-экономических систем. В схематизированном представлении ноосфера являет собой, как минимум, три сопряженные обратными связями активные среды – «сферы» – гео-, био-, социо-. И если на базовых космическом и геосферном уровнях соседствующие локальные трансформаторы энергии напрямую связаны процессами преобразования энергии и вещества (типа автокатализа), то на социальном уровне взаимодействие энергопреобразующих подсистем обусловлено преимущественно «низкоэнергетическими» информационными связями (при этом зона их взаимодействия существенно увеличивается, а времена сокращаются). На биосферном уровне взаимодействия имеют смешанный характер (есть трофические цепи, но есть и сигнальные взаимодействия).

Парадигма антропоцентризма, доминирующая до наших дней в экологии и исторически связанная с традиционным биологическим подходом, естественным

образом сменяется интегральным подходом к экосистемам как совместно эволюционирующим природно-антропогенным комплексам. В эпоху глобализации становится очевидным, что выживание человечества связано не столько с изучением факторов внешней среды, непосредственно воздействующих на человека, сколько с изучением всей системы внешних и внутренних взаимодействий в биосфере.

Глобализация – объективное следствие развития инфраструктур человеческого сообщества в области экономики, транспорта, энергетики, научных, информационных, культурных обменов и т.д. Самым ярким и простодушным проявлением глобализации представляется движение антиглобалистов. Справедливости ради, надо заметить, что в рамках *антиглобализма* недавно зародилось куда более прагматичное движение *альтерглобализма*.

Идеи редукционизма и активного их отрицания, востребованные 19 и 20-м столетиями, удивительным образом утратили свою антагонистичность за последние десятилетия, когда естественные науки перешли от изучения структуры материи к изучению механизмов ее развития. На всех уровнях ее организации – от атомно-молекулярного до биолого-экологического, социального и до космического. В глазах ученого мира столь разная по своим физическим и химическим структурным основам материальная Вселенная оказалась неожиданно универсальной в пространственно-временных проявлениях своего развития как проточной диссипативной системы. Подобное движение мысли произошло благодаря смене парадигм мышления: от линейной декартовой – к нелинейной синергетической [1 – 3].

Эволюционирующие системы, будь то биосфера Земли, экономика какой-либо страны, сама Вселенная развиваются в протоке энергии, парциальные потоки которой определяются структурой взаимодействий в данной системе. Проток энергии в виде физических или, в переносном смысле, неких «условных» единиц необходим, но не количество ее в первую очередь формирует характерный вид образующихся диссипативных структур. Формируют их особенности внутренних связей в системе, канализирующие потоки энергии и определяющие траекторию эволюции системы в целом, как и ее подсистем.

На Рис.1 из множества встречающихся в природе правозакрученных спиральных структур приведены три: одна из галактик и циклон, сфотографированные со спутников, а также раковины тихоокеанских моллюсков. В похожести неодинаковых, по-видимому, имеет смысл видеть диалектическое единство закономерностей эволюции разных по своей природе систем. Математические модели их развития, отрешенные от вещественной сущности систем, в пределе становятся инвариантными.

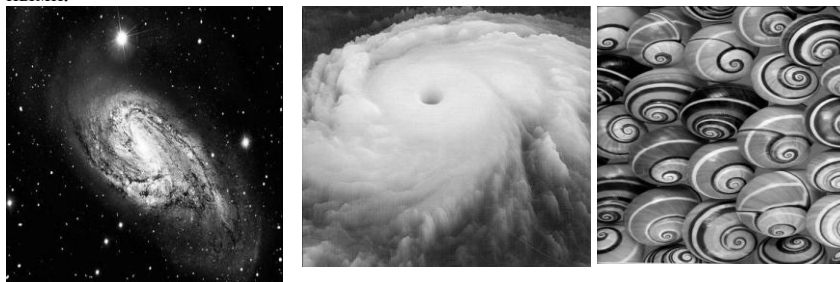


Рис. 1. Правые спирали – галактика, циклон, раковины моллюсков

В этой связи представляется полезным использование нескольких понятий и представлений из области естественных наук. Не для переименования известных в социальных науках вещей, а по существу понимания. Речь идет о сосредоточенных или точечных системах, о распределенных системах, а также о пассивных и активных средах.

Общим методологическим принципом, объединяющим природные процессы самоорганизации и пространство человеческой деятельности в ноосфере, могут служить представления об автоволновой самоорганизации в *активных средах* (см. [4, 5]).

Активная среда. Автоволновая самоорганизация в природных системах

Многие достижения последних лет в области физики, химии, биологии, экологии, медицины явным или неявным образом связаны с представлениями об активных средах, способных к пространственно-временной самоорганизации. Эти представления позволили создать модели, описывающие такие несхожие процессы как работа лазеров, периодические химические реакции, распространение волн кристаллизации в переохлажденных жидкостях, распространение нервного импульса, свертывание крови, взаимодействие популяций, распространение эпидемий и т.д. В целом данный подход не должен быть обязательно тесно связан с рассмотрением физической основы систем, но призван отражать общую синергетическую природу их поведения.

Значительное число биологических объектов, биоценозы, экосистемы, а также социальная сфера общества могут рассматриваться как иерархии сопряженных протяженных систем, каждая из которых является активной средой, поддерживающей энергией развитие происходящих в ней процессов на всем ее пространстве. Основой процессов самоорганизации в активных средах является возможность возникновения в них автоколебательных и автоволновых режимов, приводящих к эволюционированию систем, их пространственно-временной регуляризации.

Пусть в какой-то области пространства протекает некий процесс со своим характерным временем (это может быть, к примеру, время смены поколений бактерий в биореакторе или производственный процесс). Между соседними областями происходит перенос компонентов или продуктов процесса. Если характерное время основного процесса значительно больше времени переноса, то мы имеем дело с *сосредоточенной или точечной системой*. Процессы в такой системе синхронны (синфазны). Со стороны она выглядит, как единое целое, хотя в ней могут происходить непостоянные во времени процессы, например, колебательные. Когда же времена переноса сопоставимы с характерными временами самих процессов или превышают их, система становится *распределенной системой*.

Распределенные системы являются *пассивной средой*, когда перенос массы или какого-либо возмущения, к примеру, волны, направляется из определенной точки (точек) и оттуда же питается энергией. Сама же среда пассивно относится к переносу, не поддерживая его энергией.

Термодинамически неравновесная *активная среда* содержит распределенный источник или запас энергии. Ресурс может быть однократным или возобновляемым. В активных средах могут распространяться незатухающие возмущения – волны активности, *автоволны*. Энергия волной не переносится, а высвобождается.

Распространение в пространстве процессов такого рода хорошо известно в науке. Так бежит фронт горения высохшей травы в степи (однократный ресурс, ежегодно возобновляемый), так бежит волна кристаллизации в переохлажденной жидкости, волна излучения в лазере, так распространяется нервный импульс, волна эпидемии, где «ресурсом» служим мы сами. Процесс свертывания крови и перистальтика кишечника также относятся к автоволновым явлениям. Пример трехмерной активной среды, в которой возникают электрические и механические автоволны – сердечная мышца. Как правило, мы не осознаем, что живем в мире активных сред. Распространение слухов, развитие автомобильных пробок, лавинные срывы в энергосетях – типичные автоволновые процессы.

Наиболее известный пример, которой позволяет выделить характерные режимы поведения активной среды – колебательная химическая реакция Белоусова-Жаботинского-Заикина. Реакция по своей природе такова, что в каждой точке реактора происходят самопроизвольные осцилляции, сопровождающиеся изменением цвета раствора. Если весь объем реактора быстро перемешивается, система ведет себя, как точечная – осцилляторы связаны перемешиванием. В этом случае во всем объеме наблюдаются синфазные самоподдерживающиеся осцилляции – *автоколебания* – раствор периодически изменяет цвет.

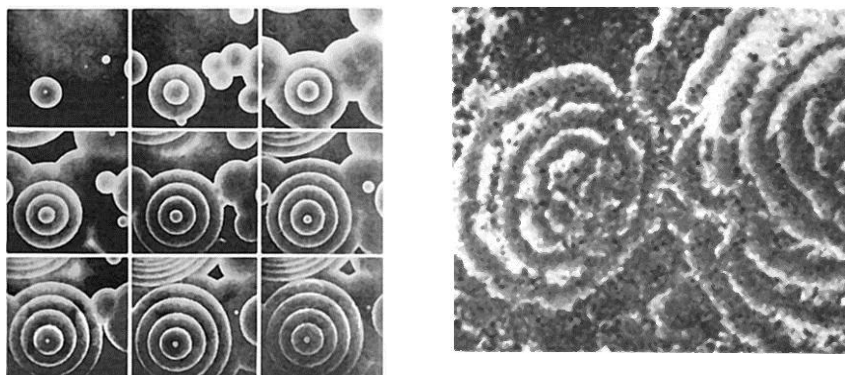


Рис. 2. А – концентрические концентрационные волны, возникающие вокруг «водителей ритма» в ходе реакции Белоусова. Б – концентрические кольца, образуемые лишайником *Parmelia centrifuga*.

При отсутствии перемешивания в тонком слое жидкости система становится распределенной – двумерной активной средой, в которой точечные осцилляторы последовательно взаимодействуют друг с другом, что в однородной среде сопровождается появлением распространяющихся концентрических цветных пространственных структур – *автоволн* (Рис. 2А). Эти кольцевые волны распространяются вокруг так называемых *водителей ритма* – спонтанно возникающих на неоднородностях центров колебаний. Распространяясь, автоволны не изменяют своей амплитуды, как это бывает с волнами в пассивной среде, где они затухают (как, например, звуки в воздухе). Автоволны не проходят друг сквозь друга, а аннигилируют при столкновении (за автоволной находится рефрактерная зона, где актив-

ная среда восстанавливает свой ресурс). Водитель ритма с самой высокой собственной частотой постепенно «съедает» всех своих конкурентов, захватывая их «территорию», и втягивает всю систему в работу со своей частотой вплоть до полного истощения запаса свободной энергии в системе.

Биоэкологической аналогией этой физико-химической системе могут служить концентрические кольца, образуемые лишайниками (Рис. 2Б). Концентричность распределения лишайников при их распространении вызвана истощением питательных веществ и их последующей регенерацией на субстрате. Известен аналогичный пример распространения популяционных автоволн – «ведьмин круг», когда грибы в нетронутом лесу растут концентрическими окружностями.



Рис. 3. Спиральные волны («ревербераторы») первого порядка, возникающие в реакции Белоусова в неоднородных средах или под воздействием внешних возмущений.

В неоднородных активных средах или при внешних возмущениях происходит искажение волнового фронта, возможен его разрыв, возникновение и размножение спиральных автоволн, т.н. «ревербераторов». Ревербераторы иногда представляют собой сочетание право- и левозакрученных спиралей или вложение нескольких спиралей (Рис. 3 и 4А).

На фотографиях среза аксоподии солнечника *Actinosphaerium eichhorni* можно увидеть двойную вложенную спираль, образованную микротрубочками. По-видимому, здесь это уже фиксированный результат автоволнового формирования аксоподии (Рис. 4Б).

Известен пример спиральной автоволновой самоорганизации так называемых «социальных» амёб *Dictyostelium discoideum*, объединяющихся в определенной фазе жизненного цикла в единый организм под действием специфического аттрактанта цАМФ, выделяемого отдельными клетками (Рис. 4В).

Отметим, что спиральные автоволны развивают максимальную скорость распространения, вследствие чего не имеют возможности «захватывать» соседние зоны за счет опережения соседей.

Еще один пример, уже двухавтоволновой системы. Несколько лет назад Ф.И.Атауллахановым была предложена автоволновая гипотеза свертывания крови. Было предположено, а затем и подтверждено экспериментально, что рост тромба обеспечивается распространением в крови тромбиновой автоволны. При этом в зоне за движущимся фронтом этой волны создаются условия для зарождения еще одной автоволны – волны торможения свертывания. Последняя, двигаясь со скоростью, большей, чем первая, на некотором расстоянии от места повреждения сосуда настигает тромбиновую волну, останавливая дальнейшее свертывание.

Заметим, что подобным же образом волна иммунитета следует за волной эпидемии и накрывает ее.

Существенно, что в сильно неоднородных системах или при рассинхронизации циклов в соседних локусах происходит переход от регулярности и взаимосогласованности к хаотическому автоволновому режиму. Подобное явление наблюдается в сердечной мышце при переходе от стабильного электромеханохимического автоволнового режима к нестабильному – аритмиям, или к хаотическому, т.е. к фибрилляции. В первом случае кардиотропные фармакологические препараты изменяют малые параметры возбудимой среды в области клеток-водителей ритма или же во всем объеме сердечной мышцы. Сердечная мышца возвращается к устойчивому регулярному режиму. Фибрилляции снимают электрошоком – высоковольтным электрическим импульсом, который сбивает асинхронный режим, но запускает регулярный. Здесь мы встречаемся с примером управляемой автоволновой среды.

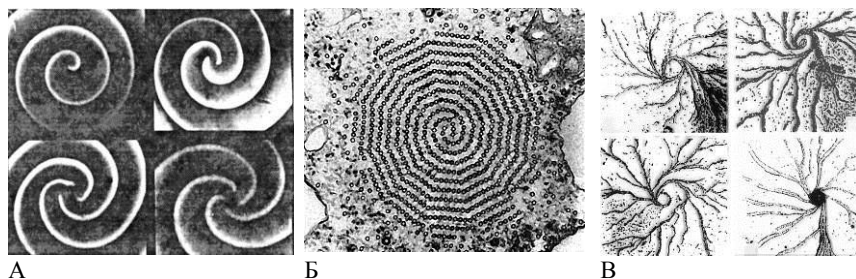


Рис. 4. А – спиральные концентрационные волны разных порядков в реакции Белоусова. Б – поперечный разрез аксооподии солнечника *Actinosphaerium eichhorni*; микротубулы на поперечном срезе образуют две вложенные спирали. В – аттракторы разных порядков при агрегации слизевика *Dictyostelium discoideum*.

Биогеоценозы как активная среда. Автоволны в трофических цепях

В качестве конкретного примера биологической автоволновой системы рассмотрим систему почвенных биоценозов на уровне трофических (пищевых) цепей. Распределенная модель почвенной трофической цепи, рассматриваемой в качестве активной среды, впервые была представлена в работе [6].

Необъятные просторы России, значительная протяженность климатических и природных зон, рассеянность трудоспособного населения и хозяйственной деятельности, запредельные локальные уровни антропогенного прессинга делают актуальным рассмотрение биоценозов с помощью представлений об активной среде.

По сравнению с атмосферой и водами суши почва как часть окружающей среды гораздо более уязвима в отношении антропогенных воздействий, что обусловлено гетерогенностью ее физико-химической структуры и многочисленностью процессов, ответственных за перемещение различных веществ. Основным результатом, которого можно ожидать от моделей почвы, должен представлять собой оценки характерных пространственных и временных масштабов распространения поллютантов и процессов самоочищения для локальной области с заданными физико-химическими свойствами, указания на возможность существования в почве тех или иных типов динамического поведения и, по возможности, содержать определенные рекомендации по восстановлению исходного состояния данного почвенно-биогеоценоза.

При построении модели предполагается, что, во-первых, первичное органическое вещество образуется в поверхностном слое малой толщины, от которого берет начало трофическая цепь, уходящая в глубину; во-вторых, распределение органики по глубине немонотонно и варьирует как в пространстве, так и во времени; в-третьих, в деструкционном (катаболическом) процессе имеются как биологические, так и физико-химические стадии, в частности реакции химической дегградации и переноса с гидродинамическими потоками (часто – турбулентной природы).

При моделировании процессов трансформации органики в почве авторы использовали в качестве "функциональных" блоков не почвенные горизонты, как это делалось ранее, а звенья трофической цепи. Органика передается из блока в блок и частично подвергается минерализации. Фактически модель представляет собой модифицированную распределенную схему Лотки, адаптированную для описания большого (в пределе – бесконечно большого) ансамбля жертв и хищников.

Уникальной особенностью данной системы является ее принадлежность к активным средам «последовательного типа»: энергия, необходимая для возбуждения, передается от одного звена к другому. Звено трофической цепи состоит из редуцента и редуцируемой органики (в нужной для редуцента фазе переработки). В процентном отношении масса редуцента существенно меньше массы органики и может составлять менее 1% их общей массы. На первое звено возложены анаболические функции: плотность особей в нем можно считать постоянной в течение заданного интервала времени.

Исходное состояние цепи – стационарное значение некоторых "запальных" концентраций в каждом звене. Короткое возмущение в первом звене вызывает появление бегущего импульса, амплитуда которого при достаточной длине цепи плавно уменьшается до нуля.

В случае продолжительного возмущения в первом звене возможны следующие варианты поведения всей системы:

- 1) система приходит к состоянию гладкого уменьшения плотности органики вдоль цепи;
- 2) происходит возникновение источника импульсов, периодически излучаемых первыми звеньями. Эти импульсы, представляющие собой возбуждения в

двух звеньях, постепенно уменьшаясь по амплитуде и скорости, затухают, а распределение плотности переходит в гладкое уменьшение до "запального" уровня,

3) в трофической цепи возникает режим прерывистой генерации. При сохраняющихся периодах генерируемых пачек импульсов, внутри этих периодов ситуация существенно меняется от звена к звену.

Модель двумерной распределенной цепи выявляет новые особенности стационарного распределения:

1) трансформаторы первых звеньев цепи, расположенные в поверхностных слоях почвы перерабатывают органику сами, не допуская погружения ее в нижние слои;

2) так же ведут себя и редуценты последних звеньев, до которых по цепи доходит значимое количество органики;

3) максимум плотности органики, уменьшаясь, смещается одновременно в глубину и вдоль цепи, так что наибольшей глубины достигают значимые количества органики, «принадлежащей» средним звеньям.

Модель позволяет рассмотреть и случаи болезни почвенного организма – выпадение звена. Звено (или звенья) трофической цепи могут выпасть в результате инфекционных заболеваний, механических травм почвенного тела (глубокая вспашка с оборотом пласта), антропогенных загрязнений. В отдельных случаях наблюдается избирательное угнетение или уничтожение отдельных звеньев или групп звеньев поллютантами. В модельной почвенной системе выпадение звена трофической цепи приводит к накоплению органики в предыдущих, поскольку выпавшее звено образует непроницаемую границу. Если вести счет от этой границы к началу цепи, то, как показывают численные эксперименты, нечетные звенья накапливают органику, тогда как в четных увеличивается скорость ее переработки.

В случае неактивного продуцента для восстановления выпавшего звена на сельскохозяйственных угодьях естественным, хотя и весьма дорогостоящим решением может быть засевание соответствующим видом дефектного поля. При наличии активного продуцента засев оказывается достаточно провести на краю поля, поскольку инокуляцию всего поля довершит *инокуляционная автоволна*.

При переходе к трехмерной задаче путем добавления еще одной пространственной координаты в плоском слое возникают *кольцевые инокуляционные автоволны*, общий характер которых (распределение плотности органики и т.д.) остаются теми же, что и в одномерном случае.

Сравнение некоторых результатов, полученных для развиваемой модели, с данными наблюдений реальных почвенных систем, свидетельствуют о том, что рассмотрение почвы в качестве распределенной активной среды позволяет количественно предсказать основные параметры, которые характеризуют распространение токсикантов в почве, а также процессы ее самоочищения. Указанные результаты могут быть применены и для описания миграции неорганических веществ, поскольку многие из них, в том числе тяжелые металлы, оказываются включенными в метаболические пути. В этой связи достаточно привести только один пример: как показывает фракционный анализ почвенных проб, около 60% свинца и кадмия присутствуют в почвах в связанных формах в составе органических соединений.

В трофических цепях водных и почвенных биоценозов вполне могут происходить также и двухавтоволновые процессы, о которых мы говорили выше.

Есть основания надеяться на то, что адаптация нашей модели к почвенно-климатическим условиям конкретных регионов позволит выявить новые особенности динамического поведения почвенных систем и, кроме того, получить теоретическое объяснение явлений совместного неаддитивного действия токсикантов и их неоднородного пространственно-временного распределения, что, как известно, наблюдается в почвах в течение нескольких лет после загрязнения.

Таксисные нелинейные волны

Характерной особенностью живых систем является их способность реагировать на изменения окружающей среды, одним из проявлений которого является таксис – направленное движение особей по отношению к внешнему стимулу [7]. Включение в математические модели дополнительных членов, учитывающих таксис, позволяет более полно описать биоэкологические процессы, включая распространение эпидемий, бактериальных популяционных волн, образование клеточных агрегатов типа социальных амёб. В математической модели типа классической «хищник – жертва» пространственная эволюция управлялась следующими процессами: положительный таксис жертвы на градиент хищника, отрицательный таксис жертвы на градиент хищника, диффузия обеих популяций. Механизм распространения волн в такой системе зависит от таксиса, который математически эквивалентен нелинейной кросс-диффузии. Включение таксисных членов может менять свойства волн в сравнении с рассмотренными выше реакционно-диффузионными системами. К свойствам таксисных волн относятся разнообразие возможных волновых профилей (одногоорбые и двугорбые), а также зависимость скорости распространения волны от таксисных коэффициентов. В двумерных средах может иметь место частичное отражение таксисных волн от границ или их частичное прохождение друг сквозь друга.

Диспропорция в любой популяционной системе, формирующаяся в результате выпадения трофического звена, приводит к неравномерному распределению ресурсов системы. Это аналогично тому, как в неоднородной двумерной среде автоволны изменяют форму от правильной концентрической до сложнейших спиральных образований, и далее к возникновению хаотического режима. А хаотический режим означает разрушение сложившейся ранее структуры биоценоза, восстановление которой требует внешних факторов: миграций недостающих животных и растений на место уничтоженных звеньев трофической цепи, вымывание угнетающих поллютантов, рекультивация с целью восстановления нарушенной структуры.

Борьба с паразитами также должна иметь разумные пределы, т.к. выпадение звена приводит к накоплению паразитов в предыдущих, поскольку выпавшее звено образует непроницаемую границу. Звено (или звенья) системы могут выпадать в результате борьбы с заболеваниями, изменения естественных условий, изменения видового состава животных-хозяев, а это, согласно правилу Реймерса, означает появление нового вида паразитов, генетически более лабильных, а, следовательно, значительно более опасных.

Распространение паразитов можно также представить в виде инокуляционной автоволны. Примерами инокуляционных волн являются также распространение сорняков, поллютантов, тяжелых металлов, например, в почвенно-поглощающем комплексе. Но другая инокуляционная волна – волна продуцентов, утилизирую-

щих те же поллютанты может быть искусственно запущена с целью очищения природной среды. Таким образом, инокуляция может использоваться в качестве метода рекреации почвенного покрова, как один из способов лечения болезненно-го состояния почвенного тела. Подобным же образом можно себе представить метод биологической борьбы с паразитами – запуск инокуляционной волны их естественных врагов.

Автоколебательная и автоволновая самоорганизация как основа эволюции и стабильности эко- и социозкосистем

Известно, что наименее устойчивыми ко внешним воздействиям являются граничные зоны биоценозов (лес – степь, степь – пустыня и др.). Во временных масштабах, сопоставимых с нашей жизнью, такие границы достаточно статичны. На самом же деле эти переходные зоны – фронтальные зоны автоволновых перестроек при распространении одной из зон. Именно здесь наиболее заметно воздействие флуктуаций, природных или антропогенных, разрастающихся в этих, особо неравновесных и нелинейных, условиях.

Динамика взаимоотношений общество – природа также имеет черты автоколебательного режима, подобно колебательному контуру связей «хищник – жертва». Подобный эффект был рассмотрен на примере центрального Нечерноземья России (эффект «социально-экологического маятника») [8]. Экологическое состояние региона оценивали с помощью параметра ΔQ – общего ресурсного дисбаланса (включающего истощение полей и лугов), а социальную ситуацию – параметром $Ан/Аф$ – отношением минимально необходимых объемов потребления к фактическим (увеличение значений ΔQ и $Ан/Аф$ говорит об ухудшении экологического и социального состояния). Сравнение динамики этих параметров показывает, что их изменения имели колебательный характер и были прямо противоположны друг другу.

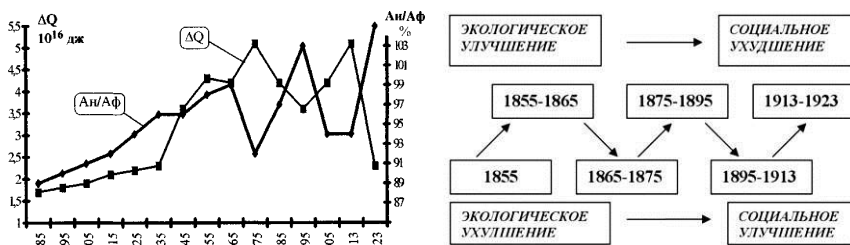


Рис. 5. Пример автоколебаний в социозкологической системе [8].

«Социально-экологический маятник» начал проявляться в 1850-х годах и за 75 лет до 1923 года совершил 5 полных осцилляций. И в наши дни мы можем отметить, что снижение хозяйственной активности (социального уровня) в среднерусских регионах, если не считать чрезвычайных ситуаций, приводит к улучшению экологической обстановки. Здесь мы привели пример точечной автоколебательной системы.

Но можно отметить и поразительную взаимосвязь картин пространственно-временной самоорганизации в живой и неживой природе. Наряду с уже упомяну-

тыми, примеров можно привести множество. Аналитические модели сходны. Все это служит основой для экстраполяции наших подходов на социоэкологические и социоэкономические системы. Рассмотрение связанных общими переменными систем, экологической и экономической, в принципе, позволит создать макроэкономическую модель, способную прогнозировать и планировать устойчивую эволюцию нашего государства, взаимодействие хозяйственных сетей и регионов.

Экономика России заметно отличается от экономик наиболее развитых капиталистических стран неоднородностью, спонтанностью и непрогнозируемостью. Российская экономическая система относится к динамическим распределенным системам. Хозяйственная деятельность на просторах государства формирует активную среду, для которой чрезвычайно критично соотношение рыночной компоненты и государственного регулирования. Данное соображение основывается на аналогиях с выше рассмотренными системами.

Сразу же можно отметить, что малые по размерам территории, т.н. «развитые страны» Европы с развитой инфраструктурой и даже «большие» по территории США, где «перенос» сырья и продуктов производства, энергии, информации и финансов осуществляется относительно быстро по отношению к производственным процессам, должны быть отнесены к сосредоточенным системам. Россия же с ее просторами, слабо или неравномерно развитой инфраструктурой заведомо относится к распределенным системам.

Рассмотренные выше автоволновые системы только в простейших случаях с малым числом параметров и компонентов поддаются точному количественному моделированию. Тем более это относится к рассмотрению сложнейшей двумерной иерархической активной среды – хозяйственному механизму государства. Действительно, экономический потенциал отдельных регионов, экономическая активность и демографическая структура населения, природные условия и т.д. делают рассматриваемую систему крайне гетерогенной, что принципиальным образом затрудняет детальные расчеты. Поэтому не имеет смысла искать какие-либо буквальные пространственные аналогии между относительно регулярными химико-биологическими примерами и географическими привязками.

Если в рамках нашего подхода рассматривать в качестве локальных процессов промышленные и сельскохозяйственные производственные процессы, в качестве процессов переноса – транспортные перевозки сырья и продуктов, в качестве энергии – энергетические, демографические, материальные и финансовые ресурсы, требующие возобновления, то подобная распределенная система действительно является активной средой. В ней могут возникать драматические конкурентные взаимодействия между региональными «водителями ритма», могут возникать не взаимодействующие спиральные волны, т.е. зоны кинетически разделенные. Могут возникать и полностью хаотические режимы. Известно, что региональные или отраслевые экономические подсистемы могут входить в колебательный режим, и для нас не представляется странным возникновение пространственных автоколебаний. Видимо, имеет смысл воспринимать представление о «водителе ритма» как о центрах экономического роста, регионального или же отраслевого.

Плотность народонаселения, удельная мощность производств на данной территории, экологически неустойчивые зоны – все это делает регионы страны неоднородными. Характерное для наших дней состояние стагнации в производственной сфере российской экономики может быть рассмотрено в рамках обсуждаемого

подхода: уровень ресурсного обеспечения является зачастую недостаточным, подпороговым. В данном случае наша распределенная система не может стать классической сплошной активной средой, но может проявлять элементы хаотического поведения.

При качественном рассмотрении поведения распределенной экономической модели в рамках данного подхода, в принципе, можно выделить три предельные ситуации. В первом случае распределенная система насильственно сводится к системе точечной за счет абсолютно жесткой экономической и политической централизации. В предшествующие годы в нашей стране в условиях развитого производства этого не получилось и не могло получиться из-за принципиальной невозможности такого сведения, начиная с определенного уровня развития народного хозяйства.

Во втором случае система на всем пространстве «отпускается» полностью, и какой-то из пространственно-временных режимов возобладает на всей территории, но это приведет к формированию или самого эгоцентрического (с точки зрения поглощения материальных ресурсов и неэффективности затрат труда) режима или попросту режима хаотического. В принципе, второй вариант трансформируется в первый.

Оба предельных случая, как бы просто и притягательно они не выглядели для столичных или региональных элит, нежизнеспособны для российского государства – это метания от диктатуры к смуте. Переход к хаотическому режиму возможен и при полной «отпущенности» неоднородной активной среды и при полной «зарегулированности» системы.

Третий случай представляется оптимальным: локальное поведение частей системы может иметь особенности, но взаимодействие подсистем *тонко* регулируется централизованно в их же общих интересах. Этот случай реализуется, например, при государственном регулировании рыночных отношений. Упрощенную аналогию мы можем увидеть в реакции Белоусова, когда внешним вмешательством или исходной неоднородностью среды вместо самых простых концентрических волн образуются более сложные, но устойчивые пространственно-временные структуры.

Режим устойчивого развития реализуется при максимальной свободе локальных «водителей ритма» – местных элит – в их хозяйственной деятельности. Но свободе, жестко ограниченной исполняемым законодательством и политическим контролем центральной власти. Увы, и с точки зрения «активных сред» речь идет об управляемой демократии, просвещенной и не своекорыстной на всех уровнях своей вертикали.

По-видимому, в социоэкологической сфере имеет смысл использовать также представления о сопряжении автоволновых процессов, отличающихся по своей природе, но влияющих друг на друга. Фактически речь идет о сопряжении потоков энергии, ресурсов, информации в сетях ноосферных взаимодействий.

Что же касается процессов глобализации, то приведенные рассуждения столь же правомерны. Многие направления региональной социоэкономики обрели бы новое звучание в трактовке распределенных активных сред. С точки зрения сосредоточенных и распределенных активных сред в пространстве геоэкономики можно понять болезненность экономической стыковки стран с различными укладами хозяйствования и даже неоднородных по экономическому развитию регионов от-

дельных государств. Развитие международной торговли, инфраструктур, сети интернет и т.д. переводят локальные экономики в разряд распределенных систем с трудно прогнозируемыми режимами их совместного поведения.

Однако однородной распределенной средой мировое сообщество стран никогда стать не сможет, а централизованное управление из одной известной нам страны, в принципе, нереально. «Однополярный» мир не состоится. Страны, их границы и взаимозависимые экономики всегда будут видоизменяться, как видоизменяются диссипативные автоволновые структуры в неоднородных активных средах, но характерные локальные их особенности будут проявляться всегда.

Заключение

Изложенный материал, по- существу, развивает одно из методологических оснований *макроэкологии*. Представления об активных средах, характеризующихся распределенным запасом энергетических и материальных ресурсов, а также наличием сопряженных процессов на всем пространстве систем, позволяют прогнозировать их эволюцию как коэволюцию связанных прямыми и обратными связями подсистем в устойчивых или неустойчивых режимах развития. Рассматриваемое направление, как видно из приведенных примеров, имеет общий характер, продуктивно и перспективно, однако, как и все модельные синергетические подходы, не может служить панацеей для решения проблем развития сложных экологических и социоэкономических систем в деталях, количественно. По двум причинам: сами системы чрезвычайно сложны и математический аппарат (численный эксперимент) ограничен в возможностях. И, тем не менее, важные аспекты их устойчивого или же неустойчивого развития с учетом основных природно-антропогенных факторов могут быть выявлены. Это касается и проблем охраны природы, и хозяйственного механизма, и развития урбосистем, и проблем глобализации и т.д. Можно, к примеру, прогнозировать, что экологической физикой будут востребованы модельные подходы по автоволновой самоорганизации биоценозов в условиях глобального потепления.

Литература

1. Хакен Г. Тайны природы. Синергетика: учение о взаимодействии. – Москва-Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2003, 320 с.
335. Лесков Л.В. Футуросинергетика: универсальная теория систем.- Научно-учебное пособие – М. ЗАО «Издательство «Экономика», 2005. – 170 с.
336. Будущее России в зеркале синергетики – Под ред. Г.Г.Малинецкого. М.: КомКнига, 2006. – 272 с. (Синергетика: от прошлого к будущему)
337. Твердислов В.А., Яковенко Л.В. Активные среды, автоволны и самоорганизация. От физико-химических систем к биологическим и социальным системам. Российский химический журнал. (Журнал российского химического общества им. Д.И.Менделеева), 2000, том 44, вып. 3, с 21 – 32
338. Твердислов В.А. Активная среда. I. От физико-химических к социальным системам. // В сб. Труды семинара «Время, хаос и математические проблемы», Руководитель семинара В.А.Садовничий, Институт математических исследований сложных систем МГУ, Вып. 2. – М.: Книжный дом «Университет», 2001 г., с. 193 – 215

339. Заикин А.Н., Иванов П.С., Твердислов В.А., Яковенко Л.В. Пространственно-временная структура процессов трансформации, переноса и фракционирования органического вещества почвы // Биофизика, 1999, Т. 44, вып. 5, с. 933-939
340. Иваницкий Г.Р., Медвинский А.Б., Цыганов М.А. От динамики популяционных автоволн, формируемых живыми клетками, к нейроинформатике // Успехи физических наук. – 1994. – Т. 164, №10, С. 1041 – 1071
341. Люри Д.И. Развитие ресурсопользования и экологические кризисы // М. «Дельта» 1997, 317 с.

ОБРАЗОВАТЕЛЬНАЯ МАГИСТЕРСКАЯ ПРОГРАММА
«ГИДРОФИЗИКА И УСТОЙЧИВОЕ РАЗВИТИЕ »

Трухин В.И., Показеев К.В.

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

Аннотация

Присваиваемая квалификация: *магистр физики*

Требования для поступления:

Лица, желающие освоить основную образовательную программу подготовки *магистра физики*, должны иметь высшее профессиональное образование первого уровня ВПО, подтвержденное документом государственного образца.

Лица, имеющие диплом бакалавра наук по направлению подготовки 510400 Физика зачисляются на основную образовательную программу подготовки магистра наук в области физики на конкурсной основе. Условия конкурсного отбора определяются МГУ.

Лица, имеющие диплом бакалавра наук по иным направлениям подготовки, допускаются к конкурсу по результатам испытаний в объеме требований к выпускному государственному экзамену бакалавра наук по направлению подготовки 510400 Физика.

Образовательные и профессиональные цели обучения:

Инновационная образовательная магистерская программа «Гидрофизика и устойчивое развитие» обеспечивает формирование профессиональных компетенций и навыков будущего магистра в одной из важнейших областей науки – геофизике. Программа направлена на подготовку и обучение физиков разного профиля и специалистов в других областях наук о Земле современным физико-математическим методам комплексных исследований состояния гидросферы, антропогенных изменений природной среды с целью решения проблем устойчивого развития.

Магистрант должен овладеть навыками самостоятельной научно-исследовательской и педагогической деятельности в области геофизики;

Магистрант получит представление о современных физико-математических методах исследований геосфер, должен стать способным к совершенствованию существующих и созданию новых методов исследования физических процессов в геосферах, а также антропогенных воздействий на окружающую среду.

Магистранту необходимо освоить новейшие современные физико-математические методы моделирования процессов и явлений в гидросфере, получить практические навыки использования этих методов, научиться выбирать оптимальные математические методы решения теоретических и прикладных задач гидрофизики, приобрести навыки к созданию новых методов исследования физических процессов в гидросфере. Магистрант должен ознакомиться с возможностями использования современных методов дистанционного зондирования геосфер.

Отличительную черту подготовки магистров по программе «Гидрофизика и устойчивое развитие» составляют специализированные физические практикумы на базе комплекса лабораторных установок кафедры физики Земли, кафедры физики моря и вод суши, филиала кафедры физики моря и вод суши физического факультета МГУ в Институте проблем механики РАН, филиала кафедры физики Земли физического факультета МГУ в Институте физики Земли РАН, благодаря которым магистрант должен закрепить теоретические знания и получить практические навыки в области применения современных физико-математических методов исследования для решения теоретических и прикладных задач гидрофизики, в том числе с целью решения проблем устойчивого развития.

Магистрант должен участвовать в научно-исследовательских работах по исследованию динамики геосфер в интересах устойчивого развития регионов в рамках плана научно-исследовательских работ кафедры физики Земли, кафедры физики моря и вод суши, филиала кафедры физики моря и вод суши физического факультета МГУ в Институте проблем механики РАН и филиала кафедры физики Земли физического факультета МГУ в Институте физики Земли РАН.

Структура учебного плана подготовки магистранта:

Циклы образовательной программы магистра наук включают модули базовых, научно-профилированных дисциплин и дисциплин по выбору. *Общая трудоемкость* при освоении циклов (модулей, отдельных дисциплин) определяется в *зачетных единицах (кредитах)*. При этом выполняются следующие общие требования:

- за один учебный год начисляется 72 кредитов;
- для получения квалификации (степени) магистра – 144 кредитов;
- при начислении кредитов за цикл (модуль, отдельную дисциплину) в трудоемкость засчитываются: аудиторная нагрузка, самостоятельная работа магистранта, курсовые работы, подготовка и сдача зачетов и экзаменов, а также – практики, научно-исследовательская работа магистранта.
- кредиты начисляются магистранту после успешной сдачи им (положительная оценка) итогового испытания по дисциплине (зачета, экзамена и т.д.), количество начисляемых кредитов по дисциплине не зависит от оценки.

Итоговая аттестация:

Итоговая государственная аттестация магистра физики по направлению 510400 Физика включает защиту выпускной квалификационной работы и государственный экзамен.

Магистерская диссертация, являясь завершающим этапом высшего профессионального образования, должна обеспечивать закрепление общих и профессиональных компетенций, академической культуры, а также необходимую совокупность методологических представлений и методических навыков выпускника в избранной области профессиональной деятельности.

Магистерская диссертация магистра физики должна быть представлена в виде рукописи.

Требования к содержанию, объему и структуре магистерской диссертации определяются высшим учебным заведением на основании Положения об итоговой государственной аттестации выпускников высших учебных заведений, утвержденного Министерством образования России, государственного образовательного стандарта и методических рекомендаций УМО. Время, отводимое на подготовку квалификационной работы магистра, составляет не менее 20 недель.

Порядок проведения и программа государственного экзамена определяются вузом на основании методических рекомендаций и соответствующей примерной программы, разработанных УМО, Положения об итоговой государственной аттестации выпускников высших учебных заведений, утвержденного Министерством образования России, и данного государственного образовательного стандарта.

Уровень требований, предъявляемый на государственных экзаменах в магистратуре, должен соответствовать уровню требований вступительных экзаменов в аспирантуру или кандидатских экзаменов по непрофилирующим дисциплинам.

Научно-исследовательская работа

в рамках образовательной магистерской программы

«Гидрофизика и устойчивое развитие»

Магистрант должен участвовать в научно-исследовательских работах по исследованию динамики геосфер в интересах устойчивого развития регионов в рамках плана научно-исследовательских работ кафедры физики Земли, кафедры физики моря и вод суши, филиала кафедры физики моря и вод суши физического факультета МГУ в Институте проблем механики РАН, филиала кафедры физики Земли физического факультета МГУ в Институте физики Земли РАН.

Магистрант должен участвовать в подготовке и проведении занятий в рамках специальных физических практикумов и семинаров кафедры физики Земли, кафедры физики моря и вод суши, кафедры квантовой электроники, других кафедр факультета, организации и проведении экспедиционных работ кафедры физики Земли и кафедры физики моря и вод суши.

В процессе этих исследований и практических работ магистрант должен овладеть навыками самостоятельной научно-исследовательской и педагогической деятельности в области геофизики;

закрепить полученные при обучении умения:
научно-исследовательской (теоретической и экспериментальной) деятельности;

формулировки новых научных задач, возникающих в процессе исследования;
разработки новых методов исследования;
выбора наиболее оптимального метода исследования;
освоения новых методов исследования;
совершенствования существующих и создания новых методов исследований;
обработки полученных результатов исследований, их осмысления и анализа с учетом имеющихся данных;
написания докладов, отчетов, статей о научно-исследовательской работе,
получить навыки экспедиционных исследований.

Программа

дисциплины

«Современные математические методы в прикладных задачах ГИДРОФИЗИКИ»

Название курса Современные математические методы в прикладных задачах гидрофизики

Код курса МС

Тип курса Вузовский компонент

Год обучения 5 год

Семестр 9,10

Количество кредитов 9

Форма отчетности – зачет, экзамен

I. ОРГАНИЗАЦИОННО-МЕТОДИЧЕСКИЙ РАЗДЕЛ

Обеспечиваемые компетенции

В результате освоения материала курса магистр должен быть компетентным в вопросах применения современных математических методов для решения теоретических и прикладных задачах гидрофизики, уметь выбрать для решения конкретной задачи тот или иной математический метод.

Приобретенные в рамках курса компетенция и умения позволят ему эффективно и рационально применять современные математические методы для решения теоретических и прикладных задач гидрофизики, в том числе для решения проблем устойчивого развития.

Цель курса

Целью курса является получение теоретических знаний и практических навыков в области применения современных математических методов для решения теоретических и прикладных задачах гидрофизики для обеспечения проблем устойчивого развития.

Задачи курса

Курс нацелен на формирование у магистранта целостного представления о современных математических методах решения прикладных задачах гидрофизики.

В результате изучения курса магистранты должны:

- ознакомиться с современными математическими методами решения теоретических и прикладных задач гидрофизики,
- получить практические навыки использования этих методов,
- уметь выбирать оптимальные математические методы решения теоретических и прикладных задач гидрофизики,
- приобрести навыки к созданию новых методов исследования физических процессов в гидросфере.

Место курса в профессиональной подготовке магистров

Курс «Современные математические методы в прикладных задачах гидрофизики», наряду с курсом «Моделирование физических процессов в гидросфере», является вводным общим курсом в образовательной магистерской программе «Гидрофизика и устойчивое развитие» и служит базовой основой для изучения последующих учебных курсов, рассматривающих различные методы исследования водных объектов и решения прикладных задачах гидрофизики для нужд устойчивого развития, выполнения специального физического практикума, проведения научно-исследовательской работы, выполнения научно-исследовательской практики, подготовки магистерской диссертации.

II. СОДЕРЖАНИЕ

Математические модели реальных течений жидкости. Уравнения движения и граничные условия. Приведение уравнений, описывающих процесс, к виду, допускающему использование методов математического анализа. Масштабы течения. Обезразмеривание уравнений модели. Проблема введения безразмерных переменных в случае многих масштабов. Приближенные модели физических процессов и оценка их применимости.

Методы интегральных преобразований при исследовании линейных моделей гидродинамики с учетом граничных условий. Простейшие примеры использования интегральных преобразований. Преобразования Фурье, Бесселя, Лапласа. Общий метод определения ядра прямого преобразования. Обратное преобразование и задача определения его ядра. Использование интегральных преобразований в задачах генерации течений в стратифицированной жидкости.

Методы теории возмущений. Математические модели течений с малым параметром при старшей производной. Уравнения Навье-Стокса, диффузии и теплопроводности. Неадекватность прямых регулярных разложений реальным физическим течениям. Асимптотические решения сингулярно возмущенных уравнений, область их применения к реальным процессам. Применение методов теории возмущения в задачах со слабой нелинейностью.

Введение в теорию обобщенных функций с приложениями в физике. Понятие обобщенной функции. Дифференциальное и интегральное счисление в пространстве обобщенных функций. Функция Грина. Расходящиеся ряды. Их основные свойства и методы их суммирования. Примеры использования расходящихся

рядов в задачах течений, индуцированных диффузией стратифицирующей компоненты.

Нелинейные модели течений. Понятие степени нелинейности процесса. Невозмущенное движение среды. Понятия возмущения и устойчивости (абстрактное и неформальное физическое). Методы исследования устойчивости. Первый метод Ляпунова.

Второй (прямой) метод Ляпунова. Теоремы об устойчивости и асимптотической устойчивости. Построение функции Ляпунова методом связки первых интегралов (метод Четаева).

Нелинейные внутренние волны. Исследование их устойчивости. Проблема нелинейного взаимодействия пучков внутренних волн. Асимптотические методы исследования сингулярно возмущенного уравнения взаимодействия. Связь с теорией взаимодействия плоских волн.

Стохастические подходы в теории волн и геофизических течений. Основные математические модели случайных процессов Эргодические и неэргодические процессы. Марковские процессы. Уравнение Фоккера-Планка и его связь с уравнением диффузии.

Введение в основы группового анализа. Элементы теории Ли. Теория инвариантов и ее применение в гидродинамике. Простейшие примеры исследования течений жидкости методами непрерывных групп. Методы ренормализационной группы.

Введение в методы дискретных групп. Метод Хайдона. Полилинейные функции и дифференциальные формы. Регулярный метод поиска дискретных симметрий. Приложения метода поиска дискретных симметрий к задачам ячеестой конвекции.

Введение в теорию дифференциальных форм. Основные понятия. Производная Ли. Понятие действия механической и гидродинамической систем. Генерация законов сохранения методами дифференциального формализма в задачах динамики жидкости.

Методы алгебраической геометрии и геометрической алгебры в задачах динамики природных систем. Основные понятия алгебраической геометрии. Геометрия пространства геофизических течений. Физические поля как элементы алгебраической геометрии.

Основные понятия и средства геометрической алгебры. Вектор, k -вектор, лезвие. Скалярное и внешнее произведение. Физические поля как элементы геометрической алгебры. Объединение разнородных физических полей в единое обобщенное гидродинамическое поле течения.

Физическое единство и взаимосвязь различных математических методов описания гидродинамических явлений. Математическое единство и взаимосвязь разнородных физических полей реальных течений. Физический смысл формальных математических операций. Практика и эксперимент в теоретической гидрофизике.

Перечень контрольных заданий

Устойчивость решений динамических систем.

- Исследование устойчивости решений известных уравнений первым методом Ляпунова.

- Применение метода Четаева к исследованию устойчивости решений сильно нелинейных систем.
- Выбор метода исследования и определение устойчивости систем, поведение которых критично по параметру.
- Методы теории возмущений в сингулярных уравнениях.
- Нахождение регулярных и сингулярных решений дисперсионных уравнений моделей реальных течений сред.
- Асимптотическое интегрирование решений, представленных в квадратурном виде.
- Определение быстрых и медленных переменных в сингулярно возмущенных задачах течений вязкой жидкости с эффектами переноса.
- Методы алгебраической геометрии и геометрической алгебры.
- Вывод динамических уравнений и законов сохранения методом производной Ли.
- Расчет геодезических линий элементарных стационарных течений и определение сил, действующих на жидкие частицы.
- Определение единого физического поля течений в присутствии эффектов диффузии и (или) теплопроводности.

III. Распределение часов курса по темам и видам работ

п/п	Наименование тем	ВСЕГО О (часов)	Аудиторные занятия (лекции, семинары)	Самостоятельная работа
	Вводные понятия	12	4	8
	Устойчивость решений динамических систем.	78	26	52
	Методы теории возмущений в сингулярных уравнениях.	90	30	60
	Методы алгебраической геометрии и геометрической алгебры.	90	30	60
	ВСЕГО часов	270	90	180
	Всего кредитов	9 кредитов		

IV. ФОРМА ИТОГОВОГО КОНТРОЛЯ

Зачет, экзамен по курсу

V. УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ КУРСА

1. Персональные компьютеры по числу обучающихся магистрантов, с возможностью доступа в сеть Интернет.
2. Стандартный пакет программ для математических расчетов, лицензии по числу обучающихся.

Литература**Основная**

1. *Журавлев В.Ф., Климов Д.М.* Прикладные методы в теории колебаний. М.: Наука. 1988.
342. *Кеч В., Теодореску П.* Введение в теорию обобщенных функций с приложениями в технике. М.: Мир. 1978.
343. *Климонтович Ю.Л.* Статистическая теория открытых систем. М.: ТОО "Янус". 1995.
344. *Кошляков Н.С., Глиннер Э.Б., Смирнов М.М.* Уравнения в частных производных математической физики. М.: Высшая школа. 1970.
345. *Ландау Л.Д., Лившиц Е.М.* Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика. М.: Наука. 1986.
346. *Новиков С.П., Фоменко А.Т.* Элементы дифференциальной геометрии и топологии. М.: Наука. 1987.

Дополнительная

347. *Кистович А. В., Чашечкин Ю. Д.* Вихревые и спиральные структуры в однофазной идеальной жидкости: Препринт ИПМ РАН № 627, 1998.
348. *Кистович А.В., Чашечкин Ю.Д.* Структура нестационарного пограничного течения на наклонной пластине в непрерывно стратифицированной жидкости: Препринт № 523. М.: Институт проблем механики РАН. 1993.
349. *Кистович А.В., Чашечкин Ю.Д.* Типы дискретных симметрий картины конвективных течений в плоском слое жидкости.// Доклады АН. Т. 384. №. 5. С. 630-633. 2002.

Программу составил:

доцент, д.ф.-м.н. А.В. Кистович, физический факультет МГУ

Рецензент:

профессор С.В. Нестеров, Московский авиационно-технологический университет

Программа
дисциплины

«МОДЕЛИРОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ГИДРОСФЕРЕ»

Название курса Моделирование физических процессов в гидросфере

Код курса МС

Тип курса Вузовский компонент

Год обучения 5 год

Семестр 9,10

Количество кредитов 9

Форма отчетности – экзамен

I. ОРГАНИЗАЦИОННО-МЕТОДИЧЕСКИЙ РАЗДЕЛ

Обеспечиваемые компетенции

В результате освоения материала курса магистр должен быть компетентным в вопросах применения и разработки современных методов моделирование физических процессов в гидросфере, хорошо знать их свойства, уметь выбрать для решения конкретной задачи тот или иной метод моделирования, быть способным к созданию новых методов исследования физических процессов в гидросфере.

Приобретенные в рамках курса компетенция и умения позволят ему эффективно и рационально применять современные методы моделирования для решения прикладных задач гидрофизики, в том числе для решения проблем устойчивого развития.

Цель курса

Целью курса является получение теоретических знаний и практических навыков в области применения современных методов моделирования для решения теоретических и прикладных задач гидрофизики, в том числе для решения проблем устойчивого развития.

Задачи курса

Изложить основы методов моделирования физических процессов в гидросфере, дать представление о возможностях их использования для исследования водных объектов.

Место курса в профессиональной подготовке магистров

Курс «Моделирование физических процессов в гидросфере», наряду с курсом «Современные математические методы в прикладных задачах гидрофизики» является вводным общим курсом в образовательной магистерской программе «Гидрофизика и устойчивое развитие» и служит базовой основой для изучения последующих учебных курсов, рассматривающих различные методы исследования водных объектов и решения прикладных задачах гидрофизики для нужд устойчивого развития, выполнения специального физического практикума, проведения научно-исследовательской работы, выполнения научно-исследовательской практики, подготовки магистерской диссертации.

II. СОДЕРЖАНИЕ

Введение. Флюиды: жидкости и газы в литосфере, гидросфере, атмосфере. Физические свойства чистых жидкостей, растворов, взвесей, суспензий и их характеристики, определяющие гидродинамические и термодинамические параметры, каузальные и индикационные переменные. Фазовые переходы и уравнения состояния сред. Законы сохранения. Уравнения движения. Граничные условия. Неполнота гидродинамики природных систем.

Зависимые и независимые переменные. Рассмотрение в спектральном и конфигурационном пространстве. Условия эквивалентности представлений – сохранение (расширение) симметрий уравнений и приводимости граничных условий.

Диссипативные факторы и их роль в динамике систем. Причины возникновения движения в жидкости, влияние механических сил и термодинамических потенциалов. Течения, индуцируемые прерыванием диффузии на непроницаемых поверхностях. Нестационарность естественных процессов. Собственные формы движений – волны, вихри, пограничные слои, струи, следы, их характерные масштабы. Безразмерные параметры. Упрощение уравнений, инвариантность моделирования.

Аналитическое моделирование периодических процессов. Классификация волновых движений, сопутствующих пограничным слоям и внутренним пограничным течениям в толще неоднородной жидкости. Кинематика волн: эйконал, волновой вектор, частота, фазовая и групповая скорости, волновые инварианты. Дисперсия, различные формы дисперсионных соотношений. Волны конечной амплитуды. Оптико-механические аналогии.

Классификация волновых систем в жидкости: поверхностные и внутренние гравитационные волны, звук, инерциальные волны, волны Кельвина, гибридные типы волн.

Волны на поверхности жидкости – гравитационные и капиллярные. Дисперсионные уравнения. Теория длинных волн. Короткие волны на глубокой воде. Траектории смещений частиц. Решение Коши-Пуассона. Бегущие и стоячие волны. Волновые пограничные слои. Перенос вещества волнами. Обрушение волн и захват воздуха. Волновое сопротивление и силовое действие волн. Поведение тел на волне. Гидродинамика судов и гидравлических сооружений.

Внутренние волны в непрерывно стратифицированной жидкости. Периодические волны, пограничные течения Стокса, внутренние пограничные слои. Нелинейные волны, стоков дрейф. Дисперсионные уравнения в различных приближениях. Задачи генерации, распространения и нелинейного взаимодействия внутренних волн. Определяющие параметры, критерии подобия, условия моделирования волновых процессов.

Элементы теории акустики неоднородных жидкостей. Волновое уравнение. Задачи генерации звука. Геометрия звуковых лучей в неоднородных средах, влияние тонкой структуры. Отражение звука от свободной твердой поверхности. Акустико-гравитационные волны.

Динамика вихрей в неоднородной жидкости. Основные характеристики вихревого движения: циркуляция, завихренность, спиральность. Вихри Рэнкина, Хилла, Лэмба, Кельвина. Изолированные вихри и вихревые системы. Самоиндуцированные движения вихревых систем. Вихревые мультиполи. Вихревая пелена. Теорема Бьеркнеса.

Пограничные слои. Плоская задача. Периодический пограничный слой. Течения около диска и цилиндра.

Свободные струи в однородной и неоднородной жидкости. Двумерные и трехмерные спутные течения. Определяющие параметры, интегральные свойства. Перенос вещества струями и вихревыми структурами. Влияние пограничных течений. Сепарационные свойства естественных процессов.

Конвективные движения. Свободная и вынужденная конвекция. Характеристики жидкости. Параметры течения, определяющие безразмерные комплексы. Влияние стратификации и состава среды на структуру течений – тепловая, концентрационная и многокомпонентная (термоконцентрационная) конвекция. Конвекция около точечного, цилиндрического и плоского источника тепла. Конвекция в системах с фазовыми переходами. Эффекты Соре и Дюфо.

Неустойчивость гидродинамических течений. Понятие о турбулентности. Модели турбулентных движений, их соответствие исходным уравнениям и физическим принципам, положенным в основу их вывода. Турбулентные аналоги молекулярных коэффициентов переноса. Примеры расчета турбулентных движений.

Условия полного и частичного подобия при моделировании физических процессов в гидросфере. Правила пересчета параметров, масштабные эффекты. Экспериментальные методы: оптические, акустические, контактные. Различные схемы теневой визуализации: интерферометрия, голография, методы Максугова. Использование естественной дисперсии света для построения цветных теневых изображений. Лабораторные эолокаторы, контактные измерители. Методика контроля статических и динамических характеристик датчиков. Контроль точности в процессе измерения.

Визуализация и измерения характеристик некоторых форм движений: периодических нестационарных и присоединенных (подветренных) внутренних волн, изолированных вихрей, следов за двумерными и трехмерными препятствиями, конвективных течений над источниками тепла различных типов. Свободное движение тел на горизонтах нейтральной плавучести. Распространение и рассеяние звука.

Экстраполяция данных лабораторных измерений на природные условия. Влияние кривизны Земли. Эффекты сил Кориолиса. Внутренние и астрономические факторы. Периоды и циклы движений. Перенос вещества в атмосфере и океане. Проблемы экологии и проявления антропогенных факторов.

Перечень практических работ

- Возбуждение и распространение пучков монохроматических внутренних волн;
- Отражение монохроматических внутренних волн от наклонной плоскости;
- Волны, вихри, струи, пограничные течения, образующиеся в толще непрерывно стратифицированной жидкости;
- Формирующиеся и установившиеся двумерные спутные стратифицированные течения;
- Универсальные механизмы образования тонкой структуры непрерывно стратифицированной среды;
- Внутренние пограничные течения в поле присоединенных внутренних волн за двухмерным препятствием;

- Двухмерные и трехмерные присоединенные внутренние волны при произвольном движении источника;
- Термоконцентрационная конвекция при однородном боковом подогреве;
- Распространение звуковых пучков в среде с тонкой структурой;
- Применение доплеровского анемометра и зондов для гидрофизических исследований.

III. Распределение часов курса по темам и видам работ

п/п	Наименование тем	ВСЕГ О (часов)	Аудиторные занятия (лекции, семинары)	Самостоятельная работа
	Вводные понятия	12	4	8
	Моделирование волновых систем.	78	26	52
	Моделирование течений, пограничных слоев	90	30	60
	Моделирование вихревых систем, конвекции и струй	90	30	60
ВСЕГО часов		270	90	180
Всего кредитов		9 кредитов		

IV. ФОРМА ИТОГОВОГО КОНТРОЛЯ

Экзамен по курсу

V. УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ КУРСА

1. Комплекс лабораторных установок филиала кафедры физики моря и вод суши физического факультета МГУ в Институте проблем механики РАН.
2. Комплекс лабораторных установок кафедры физики моря и вод суши физического факультета МГУ.
3. Персональные компьютеры по числу обучающихся магистрантов, с возможностью доступа в сеть Интернет.
4. Стандартный пакет программ для обработки данных, лицензии по числу обучающихся.

Литература

Основная

1. *Кафаров В.В.* Основы массопередачи. М.: Высшая школа. 1972.
350. *Ламб Г.* Гидродинамика. М.-Л.: ОГИЗ ГИТТЛ. 1947.
351. *Лайтхилл Дж.* Волны в жидкостях. М.: Мир. 1981.
352. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика. М.: Наука. ГРФМЛ. 1986.
353. *Прандтль Л., Титъенс О.* Гидро- и аэромеханика. Том второй. М., Л.:ОНТИ-НКТП СССР. 1935
354. *Седов Л.И.* Методы теории подобия и размерности в механике. М.: ГИТТЛ, 1954.
355. *Тернер Дж.* Эффекты плавучести в жидкостях. М.: Мир, 1977, 432 с

Дополнительная

356. *Кистович А. В., Чашечкин Ю. Д.* Вихревые и спиральные структуры в одно-родной идеальной жидкости: Препринт ИПМ РАН № 627, 1998.
357. *Кистович А.В., Чашечкин Ю.Д.* Структура нестационарного пограничного течения на наклонной пластине в непрерывно стратифицированной жидкости: Препринт № 523. М.: Институт проблем механики РАН. 1993.
358. *Трухин В.И., Показеев К.В., Куницын В.Е.* Общая и экологическая геофизика. – М.: Физматлит, 2005. - 576 с.
359. *Трухин В.И., Пирогов Ю.А., Показеев К.В. (ред).* Физические проблемы экологии (физическая экология). Т. 1-13. М.: МГУ, физический факультет. 1998-2005.

Программу составил:

профессор Ю.Д. Чашечкин, физический факультет МГУ

Рецензент:

профессор В.В. Городцов, Московский авиационно-технологический университет, Институт проблем механики РАН

Программа

дисциплины

«ЭКОЛОГИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ГЕОФИЗИКИ и устойчивое развитие»

Название курса Экологические проблемы геофизики и устойчивое развитие

Код курса МС

Тип курса Вузовский компонент

Год обучения 5 год

Семестр 10

Количество кредитов 4

Форма отчетности – экзамен

I. ОРГАНИЗАЦИОННО-МЕТОДИЧЕСКИЙ РАЗДЕЛ

Обеспечиваемые компетенции

В результате освоения материала курса магистр должен быть компетентным в вопросах применения физико-математических методов к анализу экологических проблем геофизики, иметь представления об основных экологических проблемах геофизики, уметь выбрать для решения конкретной задачи тот или иной метод исследования, быть способным к совершенствованию существующих и созданию новых методов изучения геофизических явлений.

Приобретенные в рамках курса компетенции и умения, расширяя кругозор и повышая профессионализм специалиста, позволят ему эффективно и рационально использовать физико-математических методы к анализу экологических проблем геофизики для решения проблем устойчивого развития.

Цель курса

Курс нацелен на формирование у магистранта целостного представления о биосфере, физических корнях формирования и развития экосистем, он знакомит будущего специалиста с основными экологическими проблемами геофизики, основами современных физических методов исследования и решения экологических проблем геофизики.

Задачи курса

Изложить физические основы методов исследования и решения экологических проблем геофизики, дать представление об основных экологических проблемах геофизики.

Место курса в профессиональной подготовке магистров

Курс «Экологические проблемы геофизики и устойчивое развитие» наряду с курсами «Моделирование физических процессов в гидросфере» и «Современные математические методы в прикладных задачах гидрофизики» является вводным общим курсом в образовательной магистерской программе «Гидрофизика и устойчивое развитие» и служит базовой основой для изучения последующих учебных курсов, рассматривающих различные методы исследования водных объектов и решения прикладных задач гидрофизики для нужд устойчивого развития.

II. СОДЕРЖАНИЕ

Глобальный экологический кризис и его проявления. Модели глобального экологического кризиса. Ресурсные модели глобального экологического кризиса. Работы Медоуз и др. «Пределы роста», «За пределами роста». Концепция «золотого миллиарда». Модель биотической регуляции. Концепция устойчивого развития. Экодинамика России. Особенности реализации концепции устойчивого развития в РФ.

Энергетический баланс Земли. Парниковый эффект. Основные парниковые газы. Проблема глобального потепления. Палеоклимат, климат и его глобальные

изменения. Последствия глобального потепления. Озоновый кризис. Опустынивание. Загрязнение окружающей среды. Кислотные дожди. Роль антропогенных факторов в глобальных геофизических процессах.

Экология, ее определения. Физический подход к определению экологии. Открытые термодинамические системы. Биосфера как открытая термодинамическая система. Диссипативные структуры в биосфере. Процессы образования, развития, деградации структур. Критерии самоорганизации. Квантовые явления в открытых системах.

Основные понятия общей экологии. Биосфера, ее состав. В.И.Вернадский, его подход к описанию биосферы. Ноосфера. Экосистемы. Экологические факторы. Экологические факторы физической природы. Эволюция экосистем. Термодинамический подход к описанию эволюции экосистем. Описание простейших экосистем, состоящих из одного и двух видов. Морские экосистемы, их отличия от экосистем суши. Роль геофизических процессов в функционировании морских экосистем.

Потоки вещества в экосистемах. Углеродный, азотный, кислородный циклы. Круговорот воды. Роль океана в круговороте веществ в биосфере. Влияние геофизических и антропогенных факторов на потоки вещества в биогеоценозах и в биосфере.

Потоки энергии в экосистемах. Потоки энергии в биосфере. Энергетика, экономические и экологические проблемы человечества. Энергетические проблемы РФ, особенности проблем, методы их решения. Возобновляемые источники энергии. Перспективы развития традиционных и возобновляемых источников энергии. Фотоэлектрическое преобразование солнечной энергии. Биоконверсия солнечной энергии. Использование тепла Земли. Ветроэнергетика. Экологические последствия роста использования возобновляемых источников энергии. Использование энергии океана (использование энергии волн, приливов, течений, тепловой энергии океана).

Антропогенные воздействия на атмосферу, гидросферу, литосферу. Основные виды загрязнений, ПДК. Мониторинг. Понятие экологического мониторинга. Принципы организации мониторинга в РФ. Экологическая экспертиза, задачи оценки воздействия на окружающую среду – ОВОС. Экологический паспорт.

Загрязнение океана, атмосферы и литосферы. Морские экосистемы, их особенности. Нефть и поверхностно-активные вещества в Мировом океане, влияние на морские экосистемы, взаимодействие атмосферы и океана.

Добыча минеральных ресурсов, возможные экологические последствия, их минимизация. Понятие о процессах самоочищения в атмосфере, гидросфере, литосфере.

Структура пограничных слоев атмосферы и океана, океана и литосферы. Перенос вещества и энергии через границы. Антропогенные воздействия на процессы переноса между геосферами.

Природные катастрофы: ураганы, цунами, извержение вулканов, землетрясения и их экологические последствия. Стихийные бедствия и устойчивое развитие. Методы прогноза стихийных бедствий, способы уменьшения их последствий. Техногенные катастрофы. Экологические войны. Основные результаты выполнения программы ООН по уменьшению опасности стихийных бедствий.

Перечень практических работ

- Эволюция области турбулентного смешения в средах с однородной и тонкоструктурной стратификацией;
- Исследование вертикального профиля скорости потока воды с открытой поверхностью;
- Исследование продольного поля скорости тормозящегося потока воды;
- Волны, вихри, струи, пограничные течения, образующиеся в толще непрерывно стратифицированной жидкости;
- Термоконцентрационная конвекция с фазовыми переходами (таяние и замерзание льда) в водных растворах;
- Эхолокация тонкой структуры стратифицированных течений;
- Распространение звуковых пучков в среде с тонкой структурой
- Определение тепловых потоков на континентах и акваториях;
- Методы экспериментальных исследований теплофизических параметров минералов и горных пород;
- Методы исследования магнитного поля Земли;
- Исследование магнитоактивного слоя Земли методом физического моделирования;
- Комплексный геофизический анализ магнитного поля в океане.

III. Распределение часов курса по темам и видам работ

п/п	Наименование тем	ВС ЕГО (часов)	Аудитор- ные занятия (лекции, семинары)	Самостоя- тельная работа
	Вводные понятия	12	4	8
	Модели глобально-экологического кризиса и устойчивое развитие.	18	6	12
	Физические основы экологии	12	4	8
	Потоки энергии и вещества в биосфере	12	4	8
	Антропогенные воздействия на атмосферу, гидросферу, литосферу	22	6	16
	Загрязнение океана, атмосферы и литосферы.	12	4	8
	Проблема глобального потепления	12	4	8

Стихийные бедствия и устойчивое развитие	20	4	16
ВСЕГО часов	120	36	84
Всего кредитов	4		

IV. ФОРМА ИТОГОВОГО КОНТРОЛЯ

Экзамен по курсу

V. УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ КУРСА

1. Комплекс лабораторных установок кафедры физики Земли физического факультета МГУ.

2. Комплекс лабораторных установок филиала кафедры физики моря и вод суши физического факультета МГУ в Институте проблем механики РАН.

3. Комплекс лабораторных установок кафедры физики моря и вод суши физического факультета МГУ.

4. Персональные компьютеры по числу обучающихся магистрантов, с возможностью доступа в сеть Интернет.

5. Стандартный пакет программ для обработки данных, лицензии по числу обучающихся.

Литература

Основная

1. Глобальное потепление. Под редакцией Дж.Леггетта. М.: Изд-во МГУ. 1995
360. Горшков В.Д. Физические и биологические основы устойчивости жизни. М.: ВИНТИ. 1995
361. Концепция перехода РФ к устойчивому развитию. "Зеленый мир". 1996, N 12
362. Лисичкин В.А., Шелепин Л.А., Боев Б.В. Закат цивилизации или движение к ноосфере
363. (Экология с разных сторон). М.: ИЦ-Гарант. 1997.
364. Моисеев Н.Н. Современный рационализм. М.: МГВП КОКС. 1995.
365. Новая парадигма развития России. (ред) Коптюг В.А., Матросов В.М., Левашов В.К. Изд-во «Academia», М.1999, 459 с.
366. Реймерс Н.Ф. Природопользование. Словарь-справочник. М., Мысль, 1990.
367. Показеев К.В., Анушин В.О. Общая экология. Воронеж: Изд-во ВГУ, 2000.
368. Теркотт Д., Шуберт Дж. Геодинамика. т.1,2. М.: Наука, 1985.
369. Трухин В.И., Показеев К.В., Куницын В.Е. Общая и экологическая геофизика. – М.: Физматлит, 2005.- 576 с.
370. Трухин В.И., Пирогов Ю.А., Показеев К.В. (ред). Физические проблемы экологии

371. (физическая экология). Т. 1-13. М.: МГУ, физический факультет. 1997- 2005.
372. Уеда С. Новый взгляд на Землю. – М.: Мир, 1989.
373.

Дополнительная

374. *Алексеев В.В.* Физика и экология. М.: Знание. 1978.
375. *Алексеев В.В., Чекарев К.В.* Солнечная энергетика. М.: Знание. 1991.
376. *Иванов В.А., Показеев К.В., Совга Е.Е.* Загрязнение Мирового океана. М.: Физический факультет МГУ, 2006
377. Трухин В.И. Конспект лекций по геомагнетизму. МГУ, 2004.

Программу составили:

профессор В.И. Трухин

профессор К.В. Показеев

Рецензент:

профессор Н.Н. Филатов, Петрозаводский госуниверситет,

Институт водных проблем Севера РАН

Программа

дисциплины

«ВОДЫ СУШИ и устойчивое развитие»

Название курса Воды суши и устойчивое развитие

Код курса МС

Тип курса Вузовский компонент

Год обучения 6 год

Семестр 11

Количество кредитов 4

Форма отчетности – экзамен

I. ОРГАНИЗАЦИОННО-МЕТОДИЧЕСКИЙ РАЗДЕЛ

Обеспечиваемые компетенции

В результате освоения материала курса магистр должен быть компетентным в вопросах применения математических и физических методов исследования водных объектов, уметь выбрать для решения конкретной задачи по изучению водного объекта наиболее оптимальный метод исследования.

Приобретенные в рамках курса компетенции и умения, расширяя кругозор и повышая профессионализм специалиста, позволят ему эффективно решать задачи рационального использования водных объектов в целях устойчивого развития регионов.

Цель курса

Курс нацелен на формирование у магистранта целостного представления о современных методах исследования водных объектов и приобретение практических навыков по их исследованию.

Задачи курса

Изложить физические основы методов исследования, математического и физического моделирования водных объектов и методы их изучения.

Магистрант должен овладеть практическими навыками разработки новых методов исследования, навыками освоения новых теорий и моделей, выбору необходимых методов исследования с целью решения практических задач по реализации устойчивого развития.

Место курса в профессиональной подготовке магистров

Курс опирается на предшествующие курсы - «Современные математические методы в прикладных задачах гидрофизики», «Моделирование физических процессов в гидросфере», «Экологические проблемы геофизики и устойчивое развитие» и обеспечивает теоретическую подготовку и практические навыки в области современных методов исследования водных объектов для решения задач устойчивого развития.

II. СОДЕРЖАНИЕ

1. Термика озер и водохранилищ. Тепловой баланс озера и водохранилища. Термические структуры годового цикла замерзающих и незамерзающих озер и водохранилищ. Сезонный ход температуры в водоеме. Процессы обмена на дне озера. Термобар и его математическое и физическое моделирование. Термические процессы в замерзающих водоемах. Процессы образования льда. Конвекция в период образования льда.
2. Циркуляция в озерах и водохранилищах. Особенности циркуляции вод в крупных озерах. Уравнения термогидродинамики для циркуляции течений в озерах. Основные методы расчетов течений в озерах. Циклоническая циркуляция вод в озерах. Экологические проблемы устьевых участков. Плотностные потоки в озерах и водохранилищах. Изменчивость течений в озерах.
3. Волновые движения в озерах и водохранилищах. Спектр волновых движений в озерах и водохранилищах, его особенности. Уравнения мелкой воды. Сейши и приливы. Внутренние волны. Учет вращения Земли в крупных водоемах. Инерционные колебания. Волны Пуанкаре и Кельвина. Краевые волны. Циркуляция Ленгмюра. Нагоны и стоны в озерах. Иерархия волновых моделей в озерах и водохранилищах.
4. Вихревые движения жидкости в реках, озерах и водохранилищах, их влияние на биологические процессы в водоемах, роль в распределении примесей. Поперечная циркуляция вод в реках, теорема Сквайра, продольные вихри Гертлера в придонной области потока, вихри, обусловленные

неровностями дна, связь вихрей с биопродуктивностью и зонами загрязнений водоема.

5. Динамика подледных течений в реках, озерах и водохранилищах; обменные процессы в водоеме в зимний период, особенности кислородного режима и заморные явления
6. Элементы гидрохимии озер и водохранилищ. Режимы газов, биогенных элементов в озерах и водохранилищах.
7. Биогеоценозы озер и водохранилищ. Потоки вещества и энергии, вертикальная и пространственная структура экосистем. Модели расчета круговорота фосфора, азота, первичной продукции.

Взаимосвязь гидрофизических, гидрохимических и гидробиологических процессов в озерной экосистеме. Экологические проблемы устьевых областей рек, интрузия морских вод в устья рек, соленостный клин, проникновение морских вод в подземные горизонты.

8. Загрязнение внутренних водоемов. Антропогенные воздействия на озера и проблема качества воды. Классификация загрязняющих веществ. Контроль качества воды. Критерии и нормы оценки качества воды в озерах. Распространение загрязняющих веществ. Понятие о самоочищении вод. Основные процессы самоочищения. Действие загрязняющих веществ на гидробионтов
9. Мониторинг и управление состоянием водных объектов. Общие представления об управлении качеством воды. Мониторинг – необходимая часть системы управления качеством воды. Гидрологические, гидрохимические и гидробиологические средства управления (очистка, изменение газового режима, биоманипуляция, интродукция новых видов) качеством воды.
10. Физико-химические характеристики поверхности раздела вода-воздух. Адсорбционные явления. Пленки на поверхности водоемов. Динамика поверхностных волн и процессы обмена водоем-атмосфера при наличии поверхностных загрязнений.
11. Тенденции развития состояния озер и водохранилищ. Изменения климата и влияние на режим озер и водохранилищ. Эвтрофикация озер. Последствия усиленной эксплуатации природных ресурсов озер.
12. Методы исследования термогидродинамических процессов в озерах и водохранилищах. Дистанционные методы исследования озер. Исследование озер и водохранилищ в целях решения проблем устойчивого развития.
13. Физическое моделирование гидрофизических процессов в озерах. Критерии подобия. Методы расчета экологического состояния озер и водохранилищ.
14. Численное моделирование экологического состояния озер. Общие представления о методе моделирования и классификация моделей. Моделирование озерных экологических систем. Модели популяций водных животных. Модели сообществ и трофических сетей. Модели экосистем с вертикальной и пространственной структурой. Современные тенденции в моделировании экосистем (individual-based modelling, применение аппарата дискретной математики – конечные и клеточные автоматы, моделирование с применением аппарата нечеткой логики (fuzzy logic), примене-

ние языков моделирования (STELLA), эволюционное моделирование). Численные модели расчета экологического состояния крупных озер (Ладожское, Онежское), морских экосистем, типа Каспийского моря.

Перечень практических работ

- Исследование размыва дна в тормозящемся потоке воды.
 Исследование когерентных структур в тормозящемся потоке воды.
 Ветровые волны. Исследование влияния поверхностных загрязнений на параметры ветровых волн.
 Устойчивость движения жидкости, вращающейся как твердое тело.
 Волны, вихри, струи, пограничные течения в стратифицированной жидкости.
 Моделирование сезонного хода температуры в водоеме.
 Исследование тонкого поверхностного слоя воды.
 Измерение с помощью зонда YSI 600 OMS оптических и химических показателей воды.
 Применение доплеровских анемометров и зондов для гидрофизических исследований.
 Лабораторное моделирование термического бара.
 Лабораторное моделирование конвекции при весеннем прогреве водоема.

III. Распределение часов курса по темам и видам работ

п/п	Наименование тем	ВС ЕГО (часов)	Аудитор- ные занятия (лекции, семи- нары)	Самостоя- тельная работа
	Вводные понятия	12	4	8
	Динамические процессы в водоемах	18	6	12
	Термические процессы в водоемах	12	4	8
	Пространственная структура водных экосистем.	12	4	8
	Антропогенные воздействия на озера и проблема качества воды	22	6	16
	Мониторинг и управление состоянием водных объектов	12	4	8
	Физическое моделирование гидрофизических процессов в озерах	12	4	8
	Численное модели-	20	4	16

рование экологического состояния озер			
ВСЕГО часов	120	36	84
Всего кредитов	4		

IV. ФОРМА ИТОГОВОГО КОНТРОЛЯ

Экзамен по курсу

V. УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ КУРСА

1. Комплекс лабораторных установок, экспедиционных приборов кафедры физики моря и вод суши физического факультета МГУ.

2. Комплекс лабораторных установок филиала кафедры физики моря и вод суши физического факультета МГУ в Институте проблем механики РАН.

3. Персональные компьютеры по числу обучающихся магистрантов, с возможностью доступа в сеть Интернет.

4. Стандартный пакет программ для обработки данных, лицензии по числу обучающихся.

Литература

Основная

1. *Астраханцев Г.П., Менишуткин В.В., Руховец Л.А., Петрова Н.А.* Математическое моделирование крупных стратифицированных озер. СПб.: Наука. 2003.

2. *Бояринов П.М.* Процессы формирования термических режимов глубоких водоемов. Л.: Наука. 1991.

3. *Зилитинкевич С.С.* Проникающая турбулентная конвекция. Таллин: Валгус. 1989.

4. *Менишуткин В.В.* Имитационное моделирование водных экологических систем. Л.: Наука. 1993.

5. *Показеев К.В., Филатов Н.Н.* Динамика и экология озер. 1. Гидрофизика озер. М.: МГУ. 2002.2. Экология озер. М.: МГУ. 2003.

6. *Пряжнинская В.Г., Ярошевский Д.М., Левит-Гуревич Л.К.* Компьютерное моделирование в управлении водными ресурсами. М.: Физматлит. 2002.

7. *Страшкраба М., Гнаук А.* Пресноводные экосистемы. Математическое моделирование. М.: Мир. 1989.

8. *Тихомиров А.И.* Термика крупных озер. Л.: Наука. 1984.

9. *Филатов Н.Н.* Динамика озер. Л.: Гидрометеоиздат. 1983.

10. *Филатов Н.Н.* Гидродинамика озер. С.Петербург: Наука. 1991.

11. *Эдельштейн К.К.* Водохранилища России: экологические проблемы, пути их решения.- М.: ГЕОС. 1998.

Дополнительная

378. Кононкова Г.Е., Показеев К.В. Динамика морских волн. М.: Из-во МГУ. 1985.
379. Иванов В.А., Показеев К.В., Совга Е.Е. Загрязнение Мирового океана. М.: Физический факультет МГУ, 2006.
380. Пивоваров А.А. Термика моря. М.: Изд-во МГУ. 1979.
381. Термодинамические процессы в глубоких озерах. Л.: Наука. 1981.
382. Филатов Н.Н.(ред) Онежское озеро. Изменения экосистемы. Петрозаводск: Изд. КНЦ. 1999.

Программу составил:

профессор К.В. Показеев

Рецензент:

профессор Н.Н. Филатов, Петрозаводский госуниверситет,

Институт водных проблем Севера РАН

Программа

дисциплины

«Магнетизм и магнитные аномалии океана»

Название курса Магнетизм и магнитные аномалии океана

Код курса МС

Тип курса Вузовский компонент

Год обучения 6 год

Семестр 11

Количество кредитов 4

Форма отчетности – зачет

I. ОРГАНИЗАЦИОННО-МЕТОДИЧЕСКИЙ РАЗДЕЛ

Обеспечиваемые компетенции

В результате освоения материала курса магистр должен быть компетентным в вопросах применения математических и физических методов исследования земного магнетизма, уметь выбрать для решения конкретной задачи по изучению явлений и процессов в геосферах, обусловленных или связанных с земным магнетизмом оптимальный метод исследования. Приобретенные в рамках курса компетенции и умения, расширяя кругозор и повышая профессионализм специалиста, позволяют ему эффективно решать задачи рационального использования водных объектов в целях устойчивого развития регионов.

Цель курса

Курс нацелен на формирование у магистранта целостного представления о современных методах исследования земного магнетизма и его проявлений, в том числе, в Мировом океане, и приобретение практических навыков по исследованию земного магнетизма.

Задачи курса

Изложить физические основы методов исследования, математического и физического моделирования земного магнетизма.

Магистрант должен овладеть практическими навыками разработки новых методов исследования земного магнетизма, навыками освоения новых теорий и моделей, выбора необходимых методов исследования с целью решения практических задач по реализации устойчивого развития.

Место курса в профессиональной подготовке магистров

Курс опирается на предшествующие курсы - «Современные математические методы в прикладных задачах гидрофизики», «Моделирование физических процессов в гидросфере», «Экологические проблемы геофизики и устойчивое развитие» и обеспечивает теоретическую подготовку и практические навыки в области современных методов исследования земного магнетизма для решения задач устойчивого развития.

II. СОДЕРЖАНИЕ

Роль геомагнетизма в эволюции Земли и жизни на Земле.

Магнитосфера. Магнитные полюсы. Вариации главного магнитного поля (ГМП). Геомагнетизм и внутреннее строение Земли.

Главное геомагнитное поле (ГГМП).

Понятие о магнитном потенциале. Простые модели ГГМП (наклоненный диполь, осесимметричный и др. диполи). Сферический гармонический анализ ГГМП.

Общая теория геомагнетизма К.Гаусса. Методы разделения ГМП на внутреннее, внешнее и вихревое. Современные модели геомагнитного поля. Динамика магнитных полюсов.

Вековые вариации ГМП.

Наблюдательные данные о вековых вариациях. Экранирование вековых вариаций электропроводящей мантией Земли. Вековые вариации дипольного и недипольного полей. Западный дрейф недипольной части ГГМП. Структура и периодичность ВВ. Физическая природа ВВ и западного дрейфа.

Аномальное (локальное) геомагнитное поле (АГМП).

Магнетизм горных пород. АГМН континентов и океана. АГМП и эволюция океанского дна. Методы исследования АГМП. Прямая и обратная задачи магнетизма.

Структура геомагнитного поля.

Расположение источников структурных составляющих поля. Методы разделения структурных составляющих. Теорема Гаусса. Использование моделей ГГМП.

Временные и пространственные особенности структурных составляющих ГГМП.

Палеомагнетизм (ПМ).

Естественная остаточная намагниченность горных пород. Исследование эволюции древнего ГМП. Модель палеомагнитного поля. Миграция ПМ полюсов.

Инверсии геомагнитного поля. Интерпретация ПМ данных.

Самообращение намагниченности горных пород.

Физика ферромагнитных минералов. Самообращение намагниченности.

Механизм самообращения. Самообращение намагниченных горных пород.

Механизм самообращения. Инверсии и (или) самообращение. Проблемы связи эволюции ГГМП и эволюции Земли. Геомагнетизм и глобальная экология.

Проблема происхождения главного поля.

Внешнее электропроводящее ядро как источник ГГМП. Индукция и механизм динамо генерации магнитного поля. Динамо Я.Френкеля. Магнитная гидродинамика.

Магнитогидродинамические и планетарные волны. Тороидальное и полоидальное поля. Модели генерации ГГМП.

Литосферные плиты.

Палеомагнетизм и доказательства горизонтальных движений плит. Инверсии геомагнитного поля и полосовые магнитные аномалии. Возраст океанической и континентальной литосферы. Современные данные о горизонтальных смещениях земной поверхности по GPS-измерениям. Срединно-океанические хребты и зоны субдукции. Сейсмичность и вулканизм на границах и внутри плит. Источники энергии горизонтальных движений. Деформации и напряжения в упругой литосфере Земли. Изгиб литосферы под действием вертикальных сил, его связь с изостазией, роль горизонтального масштаба нагрузок. Деформации океанической литосферы под островными цепями, определение толщины упругой части литосферы.

Тепловая конвекция.

Уравнения движения неравномерно нагретой вязкой жидкости в приближении Буссинеска. Неустойчивость. Развитая конвекция в мантии Земли, пограничные слои, плюмы. Проблема движущего механизма перемещений плит. Современные геодинамические модели.

Методы исследования магнитного поля Земли

Аппаратура для измерения магнитного поля Земли на континентах. Аппаратура для измерения магнитного поля в океане. Методика наблюдений магнитного поля: а) на континенте, б) в океане. Методы интерпретации магнитного поля континентальных областей. Методы интерпретации магнитного поля в океане. Комплексный геофизический анализ магнитного поля в океане.

Методы изучения древнего земного магнитного поля.

Методы изучения древнего земного магнитного поля по параметрам АГП. Методы изучения древнего земного магнитного поля по магнитным свойствам горных пород: палеомагнетизм, археомагнетизм; этапы палеомагнитных исследований; методы выделения первичной составляющей естественной остаточной намагниченности; методы доказательства сохранности палеомагнитной информации.

Методы и средства измерения магнитных свойств горных пород.

Измерение естественной остаточной намагниченности. Измерение магнитной восприимчивости. Измерение гистерезисных магнитных характеристик горных пород. Терромагнитный анализ. Методы исследования магнитных свойств горных пород при высоких давлениях и температурах. Исследование магнитоактивного слоя Земли методом физического моделирования.

Методика моделирования инверсионного МАС и АГП океана. Решение геолого-геофизических задач магнитными методами. Оценка термодинамических условий образования океанских пород. Решение вопросов палеогеодинамики. Магниторазведка. Исследование земной коры методом магнитоупорядоченного зондирования.

Перечень практических работ

- Устойчивость движения жидкости, вращающейся как твердое тело;
- Эволюция области турбулентного смешения в средах с однородной и тонкоструктурной стратификацией;
- Термоконцентрационная конвекция с фазовыми переходами (таяние и намерзание льда) в водных растворах;
- Космические методы анализа движения литосферных плит;
- Наземные лазерные методы анализа движения литосферных плит;
- Определение тепловых потоков на континентах и акваториях;
- Методы экспериментальных исследований теплофизических параметров минералов и горных пород;
- Методы исследования магнитного поля Земли;
- Исследование магнитоактивного слоя Земли методом физического моделирования;
- Комплексный геофизический анализ магнитного поля в океане.

III. Распределение часов курса по темам и видам работ

п/п	Наименование тем	ВС ЕГО (часов)	Аудитор- ные занятия (лекции, семи- нары)	Самостоя- тельная работа
	Вводные понятия	12	4	8
	Роль геомагнетизма в эволюции Земли и жизни на Земле	18	6	12
	Структура геомаг- нитного поля	12	4	8
	Палеомагнетизм	12	4	8
	Самообращение намагниченности гор- ных пород	22	6	16

Методы исследования магнитного поля Земли	12	4	8
Методы и средства измерения магнитных свойств горных пород	12	4	8
Движение литосферных плит	20	4	16
ВСЕГО часов	120	36	84
Всего кредитов	4		

IV. ФОРМА ИТОГОВОГО КОНТРОЛЯ

Зачет по курсу

V. УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ КУРСА

1. Комплекс лабораторных установок, экспедиционных приборов кафедры физики Земли физического факультета МГУ.

2. Комплекс лабораторных установок филиала кафедры физики Земли физического факультета МГУ в Институте физики Земли РАН.

3. Комплекс лабораторных установок филиала кафедры физики моря и вод суши физического факультета МГУ в Институте проблем механики РАН.

4. Персональные компьютеры по числу обучающихся магистрантов, с возможностью доступа в сеть Интернет.

5. Стандартный пакет программ для обработки данных, лицензии по числу обучающихся.

6. Научно-образовательный сервер по физике- <http://phys.web.ru/db/msg/>

Литература

Основная

1. Яновский Б.М. Земной магнетизм. ЛГУ, 1978
2. Трухин В.И. Конспект лекций по геомагнетизму. МГУ, 2004.
3. Стейси Ф. Физика недр Земли. М. Мир, 1972.
4. Магницкий В.А. Внутреннее строение и физика Земли. М., 1965.
5. Паркинсон У. Введение в геомагнетизм. М., Мир, 1986.
6. Магницкий В.А. Общая геофизика. МГУ, 1995.
7. Теркот Д., Шуберт Дж. Геодинамика. М., Мир, 1985
8. Трухин В.И., Показеев К.В., Куницын В.Е. Общая и экологическая геофизика, Москва, физматлит, 2005.

Дополнительная

383. Браун Д., Массет А. Недоступная Земля. М., Мир, 1984.
384. Пуарье Ж.-П. Ползучесть кристаллов. М., Мир, 1988.

385. Магниторазведка. Под ред. В.Е.Никитского и Ю.С.Глебовского. М.: Недра, 1980.367 с.
386. Нагата Т. Магнетизм горных пород. М.: Мир, 1965. —345 с.
387. Хмелевский В.К. Геофизические методы исследования земной коры.
388. Жарков В.Н. Внутреннее строение Земли и планет. М., Наука, 1983.
389. Merrill R.T., McElhinny M.W., McFadden P.L. The Magnetic Field of the Earth. Academic Press, 1998.

Программу составил:

профессор В.И. Трухин

Рецензент:

профессор, академик А.О. Глико

Институт физики Земли РАН

Программа

дисциплины

«Дистанционные методы изучения океана»

Название курса Дистанционные методы изучения океана

Код курса МС

Тип курса Вузовский компонент

Год обучения 6 год

Семестр 11

Количество кредитов 4

Форма отчетности – зачет

I. ОРГАНИЗАЦИОННО-МЕТОДИЧЕСКИЙ РАЗДЕЛ

Обеспечиваемые компетенции

В результате освоения материала курса магистр должен быть компетентным в вопросах применения оптических и радиофизических дистанционных методов исследования водных объектов, хорошо знать их информационные свойства, уметь выбрать для решения конкретной задачи тот или иной метод дистанционного зондирования.

Приобретенные в рамках курса компетенции и умения, расширяя кругозор и повышая профессионализм специалиста, позволят ему эффективно и рационально использовать информацию, полученную методами дистанционного зондирования для решения проблем устойчивого развития на территориях, содержащих водные объекты.

Цель курса

Курс нацелен на формирование у магистранта целостного представления о дистанционном зондировании как научной дисциплине, информационной технологии и производственной сфере; он знакомит будущего специалиста с основами и

техническими возможностями современных методов дистанционного зондирования водных объектов, в том числе океана.

Задачи курса

Изложить физические основы методов дистанционного зондирования, дать представление о технических средствах получения информации методами дистанционного зондирования, о методах их использования для исследования водных объектов.

В результате изучения курса магистранты должны ознакомиться с современными методами дистанционного зондирования водных объектов, получить практические навыки использования этих методов, приобрести навыки по созданию новых методов дистанционного зондирования, уметь выбирать оптимальные методы дистанционного зондирования для решения проблем устойчивого развития на территориях, содержащих водные объекты.

Место курса в профессиональной подготовке магистров

Курс опирается на предшествующие курсы - «Современные математические методы в прикладных задачах гидрофизики», «Моделирование физических процессов в гидросфере», и обеспечивает теоретическую подготовку и практические навыки в области современных методов дистанционного зондирования водных объектов, в целях решения научно-исследовательских задач для нужд устойчивого развития.

II. СОДЕРЖАНИЕ

Дистанционные оптические методы изучения океана

Оптические свойства морской воды и поверхности океана

Поглощение и упругое рассеяние света чистой и морской водой; первичные гидрооптические характеристики; факторы, определяющие оптические свойства морской воды; малопараметрические модели оптических свойств морской воды; поляризационные свойства морской воды; комбинационное рассеяние света молекулами воды; флуоресценция морской среды. Оптические свойства взволнованной поверхности океана; коэффициенты прохождения света через поверхность и отражения света от поверхности, их зависимости от характеристик волнения.

Спутниковые наблюдения цвета океана

Факторы, обуславливающие спектральную яркость восходящего светового излучения на верхней границе атмосферы: «истинный» цвет и «видимый» цвет океана; характеристики светового излучения, выходящего из водной толщи, над и под поверхностью моря; цвет моря и его количественные характеристики; излучение, рассеянное в атмосфере и отраженное от морской поверхности.

Атмосферная коррекция спутниковых данных и биооптические алгоритмы: задача атмосферной коррекции спутниковых данных; возможные подходы к ее решению; биооптические алгоритмы; их физическое обоснование и проблемы применения.

Использование спутниковых данных о цвете вод для исследования и мониторинга морей и океанов: характеристики океана и атмосферы, определяемые по

спутниковым данным о цвете вод; спутниковые сканеры цвета океана; организация их работы и использования получаемых данных.

Методы и средства дистанционного лазерного зондирования океана

Лидары: функциональная схема; передатчик (лазеры и нелинейно-оптические преобразователи лазерного излучения); приемник (телескопы, анализаторы спектра, измерители временных и поляризационных характеристик оптических сигналов).

Лидарные методы исследования вертикальной структуры приповерхностной толщи морской воды: закономерности распространения узконаправленных короткоимпульсных лазерных пучков в морской воде; лидарное уравнение; особенности поляризационного метода; факторы, определяющие глубину зондирования и точность определения различных характеристик среды; технические параметры современных лидаров с временной разверткой эхо-сигнала; лазерная батиметрия.

Дистанционная лазерная спектроскопия: типичные спектры оптического отклика морской среды при ее лазерном зондировании; прямые и обратные задачи дистанционной лазерной спектроскопии морской среды; краткие сведения о технике искусственных нейронных сетей и их использовании для обработки информации и решения обратных задач спектроскопии; дистанционное определение истинной (термодинамической) температуры и солёности морской воды методом комбинационного рассеяния света; дистанционная лазерная флуориметрия сложных органических соединений в морской воде с использованием полосы комбинационного рассеяния воды в качестве внутреннего репера; диагностика фитопланктона, водного гумусового вещества, белковых соединений, нефтяных пленок на поверхности воды, нефтей и нефтепродуктов, растворенных и эмульгированных в воде; концепция лазерного мониторинга морских экосистем; особенности лидарного зондирования с берега (при больших углах зондирования), с судов, самолетов и вертолетов; о возможности лидарного зондирования океана со спутников Земли.

Дистанционные радиофизические методы изучения океана

Объекты изучения и аппарат радиогидрофизики: океанологические задачи; изучаемые поля океана; характеристики полей приповерхностного слоя; рассеяние электромагнитных волн на взволнованной поверхности; собственное радиотепловое излучение; статистические параметры радиосигналов.

Современные космические средства для изучения средне- и крупномасштабных океанских явлений: радиовысотомер; СВЧ-скаттерометр; пассивные СВЧ-ИК сканеры; принципы действия, характеристики, полученные результаты, перспективы использования.

Современные аэрокосмические радиолокаторы высокого разрешения (РСА): принцип синтезирования апертуры; характеристики и решаемые задачи; «амплитудные» и «скоростные» портреты поверхности; полученные результаты и перспективы использования.

Развитие космических РЛ методов изучения океана: панорамное восстановление поля уровня; двухантенный радиоинтерферометр и двухпозиционный фазометр; программа SRTM; панорамный измеритель поля скорости (трехантенный коррелометр); измеритель теплового потока через поверхность океана.

III. Распределение часов курса по темам и видам работ

п/п	Наименование тем	ВС ЕГО (часов)	Аудиторные занятия (лекции, семинары)	Самостоятельная работа
	Вводные понятия	10	4	6
	Спутниковые наблюдения цвета океана	24	8	16
	Методы и средства дистанционного лазерного зондирования океана	42	12	30
	Дистанционные радиофизические методы изучения океана	44	12	32
ВСЕГО часов		120	36	84
Всего кредитов		4		

IV. ФОРМА ИТОГОВОГО КОНТРОЛЯ

Зачет по курсу

V. УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ КУРСА

1. Комплекс лабораторных установок кафедры физики моря и вод суши физического факультета МГУ.
2. Комплекс лабораторных установок кафедры квантовой электроники физического факультета МГУ.
3. Персональные компьютеры по числу обучающихся магистрантов, с возможностью доступа в сеть Интернет.
4. Стандартный пакет программ для обработки данных, лицензии по числу обучающихся.
5. Стандартный пакет программ для обработки аэрокосмических снимков, лицензии по числу обучающихся.

Литература

Основная

К разделу «Дистанционные оптические методы изучения океана»

1. К.С.Шифрин. Введение в оптику океана. Л.: Гидрометеиздат, 1983.

390. Оптика океана. Т.1. Физическая оптика океана. Т.2. Прикладная оптика океана. М.: Наука, 1983.
391. Г.С.Карабашев. Флюоресценция в океане. Л.: Гидрометеиздат, 1987.
392. Р.Межерис. Лазерное дистанционное зондирование. М.: Мир, 1987.
- 393.
394. К разделу «Дистанционные радиофизические методы изучения океана»
395. К.Н.Федоров, А.И.Гинзбург. Приповерхностный слой океана. Л.: Гидрометеиздат, 1988.
396. О.И.Яковлев. Космическая радиофизика. М.: Научная книга, 1998.
397. А.М.Шутко. СВЧ радиометрия водной поверхности и почвогрунтов. М.: Наука, 1986.

Дополнительная

398. Дистанционный контроль верхнего слоя океана. / Под ред. М.В.Кабанова. Новосибирск: Наука, 1991.
399. Приповерхностный слой океана. Физические процессы и дистанционное зондирование. / Под ред. Е.Н.Пелиновского и В.И.Толанова. Н.-Новгород: изд. ИПФ РАН, 1999.
400. 3. Дистанционные методы исследования океана. / Под ред. Д.М.Браво-Животовского и Л.С.Долина. Горький: изд. ИПФ РАН, 1987.
401. Радиолокационные методы исследования Земли. / Под ред. Ю.А.Мельника. М.: Сов.радио, 1980.
402. Радиолокация поверхности Земли из космоса. Л.: Гидрометеиздат, 1990.
403. В.Б. Кашкин, А.И. Сухинин. Дистанционное зондирование Земли из космоса. Цифровая обработка изображений. - М.: "Логос", 2001.
404. Книжников Ю.Ф., Кравцова В.И., Тутубалина О.В. Аэрокосмические методы географических исследований: Учебник для студентов вузов. – М.: Академия, 2004.
405. Лабутина И.А. Дешифрирование аэрокосмических снимков: Учеб. Пособие для студентов вузов. – М.: Аспект Пресс, 2004.
406. Лурье И.К., Косиков А.Г. Теория и практика цифровой обработки изображений: Учебное пособие. М.: Научный мир, 2003.
407. Гарбук С.В., Гершензон В.Е. Космические системы дистанционного зондирования Земли. – М.: Изд-во А и Б, 1997.

Программу составили:

профессор В.В.Фадеев, физический факультет МГУ,

Рецензент:

профессор С.В.Перслегин, Институт океанологии РАН,

ВЛИЯНИЕ ТЕКТОНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ НА
МАГНИТОМИНЕРАЛОГИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА БАЗАЛЬТОВ.

Трухин В.И., Максимочкин В.И.

Экспериментально исследовано влияние квазивзвостороннего сжатия, приводящего к частичному разрушению породы, на кинетику магнитоминералогических изменений титаномагнетита базальтов Красного моря. Установлено, что энергия активации однофазного окисления уменьшается с ростом величины давления. Показано, что высокая степень окисления титаномагнетитовых зерен молодых подводных базальтов может быть индикатором тектонического воздействия на них, а по особенностям магнитных свойств базальтов и аномального геомагнитного поля можно решать проблемы эволюции отдельных блоков земной коры.

Введение

Большое значение для жизни всего живого на Земле и, прежде всего, человечества имеет изучение эволюции земной коры и геомагнитного поля Земли.

Согласно концепции новой глобальной тектоники [1], земную кору можно представить как состоящую из небольшого количества относительно жестких блоков – литосферных плит, которые перемещаются друг относительно друга, как-бы скользя по относительно менее плотной и вязкой астеносфере. Границы этих блоков четко выделяются по повышенной сейсмической активности. Строение и эволюция земной коры зависит от процессов происходящих в верхней мантии и, возможно, в жидком ядре нашей планеты. Большое значение для понимания процессов, происходящих в земной коре и верхней мантии, имеют исследования рифтовых зон срединно-океанских хребтов, где по современным представлениям идет зарождение новой океанской коры.

Известно [2], что в районах срединно-океанических хребтов наблюдаются линейные магнитные аномалии, источником которых является инверсионный магнитоактивный слой, образовавшийся в результате извержения магмы и образования базальта, спрединга океанского дна и инверсий геомагнитного поля. Благодаря свойству магнитной памяти исследование магнитных свойств пород рифтовых зон срединно-океанических хребтов дает ценную информацию об эволюции земной коры и главного геомагнитного поля.

Экспериментальные данные

С целью изучения особенностей формирования Земной коры в молодых спрединговых зонах нами [3] проводились исследования магнитных свойств океанских пород рифтовой зоны южной части Красного моря. При этом, на исследованных образцах базальтов был обнаружен значительный разброс не только естественной остаточной намагниченности (I_n), но магнитоминералогических характеристик, входящих в их состав магнитных зерен. Например, на коллекции образцов, отобранных на небольшой площади со дна Красного моря в районе рифтовой зоны, были обнаружены как образцы, в состав которых входили титаномагнетитовые зерна, затронутые в незначительной степени процессами однофазного окисления, так и образцы, с высокой степенью окисления магнитных зерен.

Причина такого различия в свойствах ферритмагнитной фракции пород может быть обусловлена как различием в возрасте пород, так особыми условиями формирования и эволюции магнитных минералов входящих в состав различных блоков базальтов. Так как образцы базальтов Красного моря были отобраны из рифтовой зоны, то можно предположить, что они относятся к молодым базальтам, воз-

раст которых не превышает 0,5 млн лет [2], и, следовательно столь существенное различие магнитных свойств и степени окисления титаномагнетита невозможно объяснить различием в возрасте пород. Было высказано предположение, что породы с высокой степенью окисления магнитных зерен могли испытать *in situ* воздействие тектонических напряжений. Для проверки этой гипотезы нами были предприняты специальные исследования.

Известно [4], что в условиях дна океана в титаномагнетитах базальтов при низких температурах и малом парциальном давлении кислорода протекают процессы однофазного окисления. С увеличением возраста океанских базальтов степень окисления титаномагнетита возрастает. Возможно также гетерофазное окисление титаномагнетита при длительном пребывании базальта при повышенных температурах. В результате этих магнитоминералогических процессов магнитные свойства породы, в том числе и естественная остаточная намагниченность изменяется, палеоинформативность I_n падает.

Ранее нами в работе [5] было установлено, что не только температура и парциальное давление кислорода могут оказывать влияние на эволюцию магнитоминералогических свойств базальтов, но и механические воздействия, испытанные породами. Знание закономерностей этого влияния позволяет судить о протекании магнитоминералогических процессов *in situ* в породах тектоноактивных областей земной коры. Характерное время протекания процесса диффузии в твердых телах (время релаксации - τ), как известно, определяется энергией активации (E_a) в соответствии с уравнением Аррениуса $\tau = \tau_\infty * e^{E_a/kT}$ [13].

В данной работе нами было исследовано влияние квазивсестороннего сжатия и разрушения породы на кинетику окисления титаномагнетита океанских базальтов при их лабораторных нагревах с целью оценки влияния тектонических напряжений на эволюцию магнитных свойств базальтов. Знание закономерностей этого влияния позволит по особенностям магнитных свойств базальтов выявлять тектоноактивные участки океанской коры.

Исследования проводились на образцах базальтов, отобранных в рифтовой зоне юга Красного моря подводным аппаратом Пайсис во время экспедиции Института океанологии АН СССР им. П.П.Ширшова (1979/80 г) на судах «Академик Курчатов», «Профессор Штокман» и «Акванавт». Ферритмагнитные зерна исследованных образцов базальтов, отобранных для моделирования, представляли собой титаномагнетит с точкой Кюри ($T_c=203-212$) °С. Точка Кюри определялась двумя способами. По аппроксимации зависимости квадрата намагниченности от температуры линейной функцией [6] и по аппроксимации зависимости $Is(T)$ набором функций Бриллюэна и численным дифференцированием по методике [7]. Точки Кюри, рассчитанные обоими способами, показали довольно хорошую сходимость результатов.

Электронно-зондовое исследования магнитных зерен образцов показали, что в зернах титаномагнетита содержится 0.5-0.52 ульвошпинели. Расчетная точка Кюри, определенная по содержанию ульвошпинели в титаномагнетите [8] оказалась равной 200-220 °С. Близость измеренной точки Кюри к расчетной свидетельствует о низкой степени окисления исходного титаномагнетита в исследованных образцах.

Образцы базальтов цилиндрической формы диаметром 1 см и высотой 1 см предварительно подвергались сжатию в камере типа цилиндр-поршень с диамет-

ром сечения 1,1 см. В качестве передающей давление среды использовался пиррофиллит, для создания усилия - гидравлический пресс ПГИ-500. Давление рассчитывалось по формуле: $P=F/s$, где F - прикладываемое усилие, s – площадь сечения цилиндра ($s=1,1 \text{ см}^2$). Магнитные характеристики измерялись до и после воздействия давления. Терромагнитные измерения в слабых полях проводились на вибрационном магнитометре ВМА-1 [9], зависимость намагниченности насыщения от температуры снималась на вибрационном магнитометре ВМС в поле постоянного магнита с индукцией магнитного поля в зазоре равной 0,24 Тл.

Невысокие величины отношения остаточной намагниченности насыщения (I_{rs}) к намагниченности насыщения (I_s) $I_{rs}/I_s=0.16-0.22$ и коэрцитивной силы $H_c=13,2-14,5$ мТл свидетельствуют о том, что размеры титаномангнетитовых зерен исследованных образцов соответствуют малодоменному или даже псевдодоменному состоянию. Согласно величинам гистерезисных характеристик I_{rs}/I_s и H_c [10] размеры зерен могли колебаться от 3 до 10 мкм, что было подтверждено данными наблюдения поверхности аншлифа одного из образцов в обратно-рассеянных электронах (Рис.1.).

Эксперименты по квазивсестороннему сжатию показали, что после воздействия давления ($P_{max}=2250$ МПа) коэрцитивная сила образцов увеличивалась на 20-25%, наблюдался также рост точки Кюри и максимальной блокирующей температуры ферромагнитной фракции на 12-13 $^{\circ}\text{C}$.

На образцах в исходном состоянии и подвергнутых предварительно воздействию давлений сжатия исследовалась кинетика магнитоминералогических изменений по методике описанной нами в работе [11]. Производился отжиг образцов при повышенных температурах начиная с 250 и до 500 $^{\circ}\text{C}$. При каждой температуре образцы выдерживались от 0,5 часа до 15 часов, причем, чем выше температура, тем меньше было время отжига. В исходном состоянии и после каждого цикла снималась зависимость $I_s(T)$ и измерялась намагниченность насыщения при комнатной температуре и при температуре отжига. Измерялась также кривая разрушения остаточной намагниченности насыщения при нагреве образцов помещенных в магнитный экран. По этим кривым рассчитывалась точка

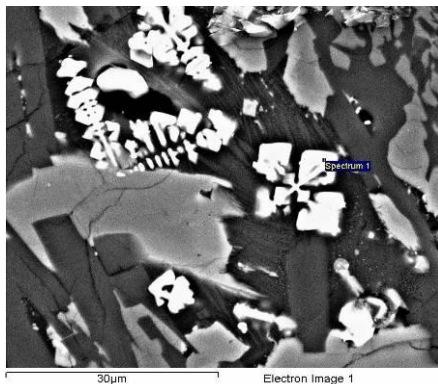


Рис. 1. Изображение аншлифа образца №72-5 базальта в обратно-рассеянных

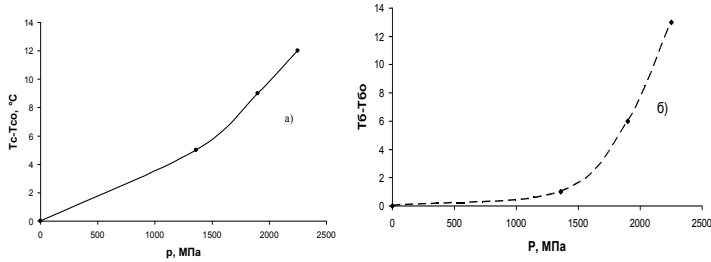


Рис. 2. Изменение точки Кюри -а) и блокирующей температуры - б) базальта №72-5 Красного моря после воздействия давления.

Кюри и блокирующая температура. Пример кривых $I_s(T)$ и $I_{rs}(T)$ показан на Рис 3 и Рис.4.

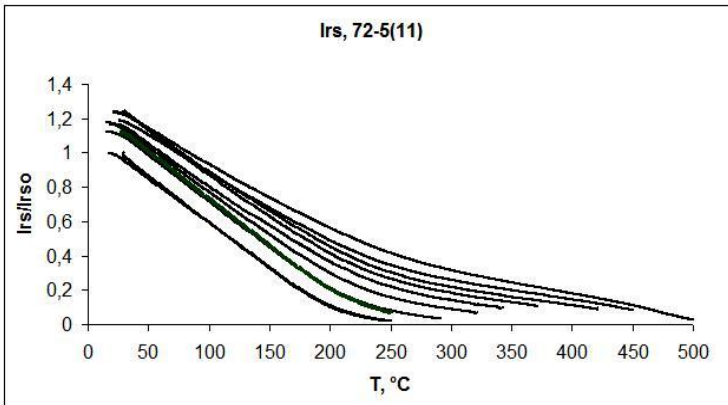


Рис.3. Кривые разрушения остаточной намагниченности насыщения образца П72-5 после его отжига при повышенных температурах.

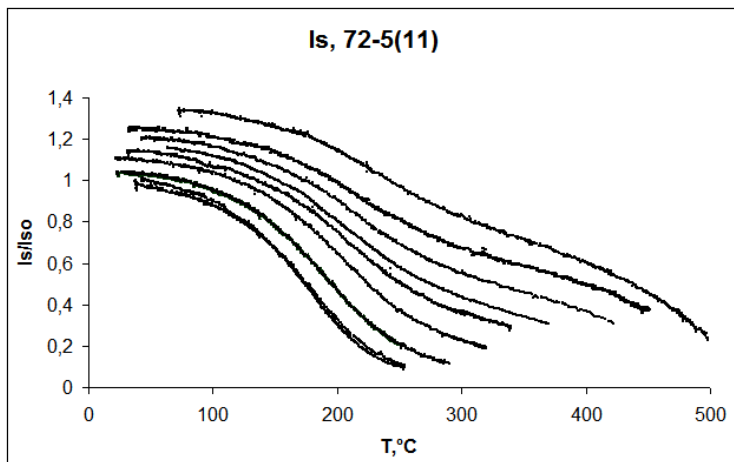


Рис.4. Зависимость намагниченности насыщения образца П72-5 от температуры после его отжига при повышенных температурах.

По изменению намагниченности насыщения при температуре отжига рассчитывалось время релаксации магнетоминералогических изменений. Согласно литературным данным [11,12], изменение намагниченности при релаксационном процессе можно описать экспоненциальной функцией вида $I(t) = I_0 + (I_\infty - I_0)(1 - e^{-t/\tau})$, где I_0 - значение намагниченности насыщения при температуре выдержки в момент $t=0$; $I(t)$ – значение намагниченности после выдержки при данной температуре в течение времени t ; I_∞ - намагниченность насыщения после времени отжига стремящемся к бесконечности.

За I_∞ принималось значение намагниченности при температуре выдержки (T_i) на кривой $I_s(T)$ при охлаждении от температуры отжига $T=500^\circ\text{C}$. На рисунке 5 показаны зависимости $\ln \tau_i$ от $1/kT_i$, рассчитанные по изменению намагниченности при различных температурах отжига (здесь k - постоянная Больцмана).

Согласно уравнению Аррениуса $\tau = \tau_\infty \cdot \exp(E_a/kT)$ такая зависимость должна быть линейной. Полученные данные аппроксимировать одной линейной функцией оказалась невозможно, однако как видно из рис.5, экспериментальные точки зависимости $\ln \tau_i$ от $1/kT_i$, довольно хорошо ложатся на два линейных отрезка. Энергия активации E_a определялась по тангенсу угла наклона полученных линейных участков. Величины энергий активации, рассчитанные таким образом, представлены в таблице.

Таблица. 1

Энергии активации магнетоминералогических процессов в ферромагнитных зрнах базальтов подвергнутых квазивзвстороннему сжатию.

	Р, МПа	0	1360	1900	2250
		П-72-	П-72-	П-72-	П-72-
	образец	5(9)	5(11)	5(12)	5(10)

E _a , эВ	однофазн. окисл.	0,32	0,29	0,22	0,17
	гетерофазн. окисл.	1,22	1,11	0,98	1,13

Анализ изменения магнитных характеристик базальтов показал, что после отжига образцов в температурном интервале 250–340 °С изменяется в основном точка Кюри ферромагнитной фракции. После отжига в температурном интервале 358–503 °С, на кривых разрушения остаточной намагниченности насыщения при нагреве образцов в отсутствие магнитного поля заметно появление второй высокотемпературной фазы. (Рис.3).

Анализ влияния давления на кинетику магнитоминералогических изменений показал (см. Рис 5 и табл), что воздействие квазисвестороннего сжатия приводит к уменьшению энергии активации (E_a) однофазного окисления титаномагнетита. Как видно из Рис.6а, существенное уменьшение E_a наблюдалось после воздействия давления 1900 МПа, после воздействия давления P=2250 МПа энергия активации однофазного окисления уменьшилась почти в два раза: с 0.32 эВ до 0,17 эВ. Уменьшение энергии активации однофазного окисления вероятно, можно объяснить увеличением дефектности зерен титаномагнетита: увеличением плотности дислокаций, образованием микротрещин в зернах, облегчающим проникновение внутрь кислорода. Рост дефектности магнитных зерен подтверждается увеличением на 20–25% коэрцитивной силы образцов после воздействия на них давления 1900–2250 МПа.

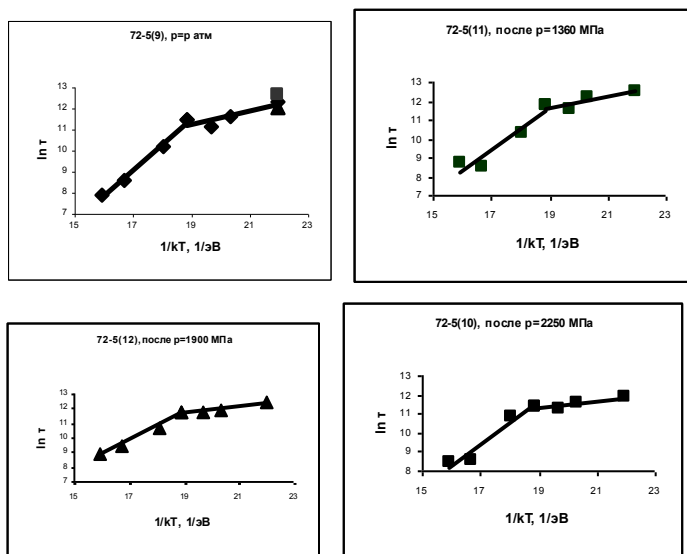


Рис. 5 Зависимость $\ln \tau$ от $1/kT$.

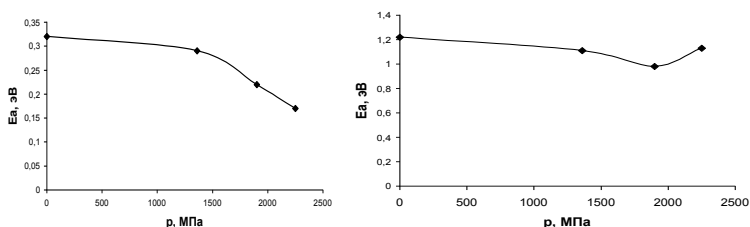


Рис.6. Зависимость энергии активации однофазного а) и гетерофазного б) окисления титаномагнетита от величины давления сжатия испытанных образцами базальтов.

Величины энергии активации гетерофазного окисления, определенные на различных образцах, оказались равны ($E_a = 0,98-1,22$ эВ). Эти величины близки к E_a определенным нами ранее в работе [11] для температурного интервала 350–450 °С. С учетом погрешности определения энергии активации равной 10–15% можно считать, что энергия активации E_a гетерофазного окисления практически не зависит от предварительного воздействия давления до $P=2250$ МПа. (см. рис.6б и таблицу).

Заключение.

По результатам исследования влияния квазисвободного сжатия на магнетоминералогические процессы протекающие в титаномагнетитах базальтов при повышенных температурах можно сделать заключение, что воздействие тектонических напряжений должно приводить к росту скорости однофазного окисления титаномагнетита базальтов *in situ*, даже если температура породы остается неизменной. Согласно определенным в лабораторных экспериментах значениям энергий активации, характерное время релаксации процесса окисления после воздействия давления $P=2250$ МПа может уменьшиться в 6,6 раза

Высокая степень окисления титаномагнетитовых зерен молодых подводных базальтов может быть индикатором тектонического воздействия на них. В трансформных зонах, в зонах тектонической активности следует ожидать наличие сильно измененной ферритмагнитной фракции горных пород, первичная остаточная намагниченность которых также должна быть сильно изменена. Следовательно, по особенностям магнитных свойств базальтов и аномального геомагнитного поля можно выявлять зоны с повышенной тектонической активностью.

Литература

1. Общая геофизика под редакцией В.А.Магницкого М.: Изд-во Московского университета, 1995.-317 с.
2. Шрейдер А.А. Геомагнитные исследования Индийского океана // М. Наука. 2001. 319с.
3. Трухин В.И., Максимочкин В.И., Жилиева В.А., Курочкина Е.С., Шрейдер А.А., Кашищев Г.Л. Магнитные свойства базальтов и геодинамические особенности рифтовой зоны юга Красного моря //Физика Земли, 2006. № 11. С. 70.
4. Ryall P. J. C., Hall J. M. Laboratory alteration of titanomagnetites in pillow lavas. Can. J. Earth Sci.,1979, v.16, №3, pt. 1, p. 496-504.

5. *Максимочкин В.И., Якупова А.М.* Влияние сдвиговой деформации на магнитные минералы базальтов. *Физика Земли*, 2003. №5, с.60-64.
6. *Кринчик Г.С.* Физика магнитных явлений. М.: Московский университет, 1976г. С.366.
7. *Иванов А.П., Сафрошкин В.Ю., Трухин В.И. и др.* Спектральный термомагнитный анализ горных пород. *Физика Земли*, 1992г. №3. С.62-71.
8. *Stephenson A.* Spontaneous Magnetization Curves and Curie Points of Cation Deficient Titanomagnetites. // *Geophys.J. R. astr. Soc.* (1972) 29, 91-107.
9. *Максимочкин В.И., Трухин В.И., Гарифуллин Н.М., Хасанов Н.А.* Автоматизированный высокочувствительный вибрационный магнитометр // *Приборы и техника эксперимента*. 2003. №5. С.1-6.
10. *R.Day, M.Fuller and V.A.Schmidt* Gisteresis properties of titanomagettes: grain-size and compositional dependence *Physics of the Earth and Planetary Int.* 13(1977) 260-267.
11. *Трухин В.И., Максимочкин В.И.* Исследование кинетики процессов окисления ферритмагнитной фракции подводных базальтов. *Физика Земли*, 1982г. №11, с.39-51
12. *Kropacek V.* Kinetics of oxidation processes in titanomagnetites. . *J.Geophys.*, 1974, v.40, p.329-340.
13. *Creer K.H., Ibbetson, Drew W.* Activation energy of cation migration in titanomagnetites. *Geoph. J. Roy. Astr. Soc.*, 1970, v.19, p.93-101.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант №07-05-00783-а.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ РАБОТЕ МОБИЛЬНЫХ ТЕЛЕФОНОВ И ОПАСНОСТЬ ЕГО ДЛЯ ЗДОРОВЬЯ

Тулский С.В., Петрусевич Ю.М., Петрова Г.П., Бойко А.В.

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

В последние годы наблюдается бурный рост числа мобильных телефонов МБ как в мире, так и в нашей стране. Так, известно, что в 2005 г. их число превышало полтора миллиарда экземпляров и продолжает увеличиваться. Здесь наблюдается тесная взаимосвязь потребности населения во взаимной коммуникации и интересом фирм производителей МБ и их обслуживания. Электромагнитное излучение ЭМ, в котором работают мобильные телефоны относится к дециметровому диапазону. При этом МБ, работающие в системе GSM на частотах 890-915 МГц имеют максимальную мощность до $2000 * 10^{-3}$ Вт/см².

Рассмотрим основные физические и биофизические процессы, связанные с поглощением ЭМ волн. Поскольку основным поглотителем ЭМ волн в теле человека является вода, а поглощаемая мощность зависит от параметра, известного как тангенс угла потерь, то имеет смысл привести частотную зависимость $tg \delta$ этого параметра (*рис. 1*) [1].

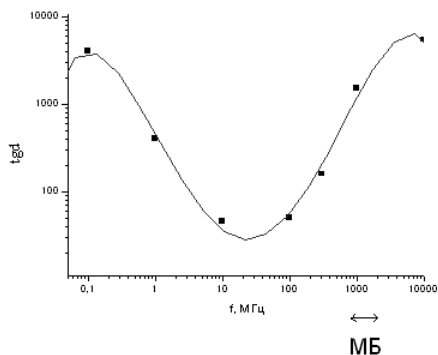


Рис.1. Кривая поглощения электромагнитных волн водой в диапазоне от 0.1 до 104 МГц.

Из рисунка видно, что поглощение волн в воде в диапазоне используемом МБ более чем на два порядка превышает поглощение ЭМ в радиодиапазоне, на котором осуществляется обычная радиотрансляция. Это вероятно главная причина того, что все больше появляется сообщений об опасности облучения человека как от самих мобильных телефонов, так и от передатчиков сотовой сети, обслуживающих связь между МБ.

Тепловое действие на ткани мозга можно связать с влиянием на кровеносно-сосудистую систему.

Облучение тканей может привести к повреждению систем организма. Одна из главных причин повреждений внутренних органов – аноксия (кислородное голодание). Дело в том, что с каждым градусом повышения температуры тела основной обмен возрастает на 5-14%, а потребность тканей в кислороде – на 50-100%. К тому же повышение температуры снижает способность гемоглобина связывать кислород. Скорость кровотока увеличивается, время насыщения крови кислородом в легких уменьшается. Учащенное дыхание ведет к сдвигу реакции крови в щелочную сторону, а это еще больше затрудняет поглощение и отдачу кислорода. Электромагнитные поля также влияют на функционирование гипоталамуса – главного регулятора теплообмена и гормонального регулятора иммунной системы [2].

Поэтому объяснимо влияние продолжительности доз облучения головы, вызывающие увеличение патологических состояний, включая онкологические.

Особенно опасны ретрансляционные установки для МБ. Эти установки используют мощности излучения от $40000 \cdot 10^{-3}$ Вт/см² до $400000 \cdot 10^{-3}$ Вт/см², на частотах от 935 до 960 МГц. В ряде стран уже приняты законы, запрещающие установку этих систем вблизи с жилыми помещениями, так в Австралии не менее 200 метров, а в Англии – 500 метров. Дальнейшее развитие GSM-телефонии с возможностью передачи звука и изображения, работающих в диапазоне частот от 900 МГц до 2400 МГц увеличивает их воздействие в 2 раза. Следует подчеркнуть,

что эти частоты приближаются к частотам СВЧ печей (2450МГц), для которых установлены «нормы утечки» $\sim 5 \cdot 10^{-3}$ Вт/см² на расстоянии 5 см от дверцы.

В настоящее время в Европе запрещено использование МБ поблизости от установок очистки крови (гемолиза, гемофореза), томографов. Больным с сердечными стимуляторами запрещено подносить МБ ближе, чем на 20 см.

Следует отметить, что результаты работ по влиянию ЭМ полей от МБ на биологические объекты в значительной степени замалчиваются в интересах производителей МБ. Однако, некоторые эксперты устанавливают непосредственную связь между МБ и увеличением на 30% раковых заболеваний головного мозга за последние 10 лет, особенно среди детей до 10 лет и у беременных женщин.

Имеются данные некоторых зарубежных исследователей по отрицательному воздействию на живой организм излучения МБ[3]:

1. Профессора Salford (университет Lund, Швеция) по влиянию на кровь, нейроны и ткани головного мозга.

2. Профессора Klitzinz (университет Lubeck), который обнаружил изменения в электроэнцефалограмме и функционировании сердечно-сосудистой системы пациентов.

3. Профессор Bustide (лаборатория иммунологии университета Montpellier) показал, что использование МБ в курятниках приводит к росту смертельных исходов у кур.

В качестве рекомендаций для уменьшения последствий длительного использования МБ необходимо принять следующие меры:

1. Использовать дистанционную систему, имеющуюся в продаже и состоящую из микрофона и наушников, что существенно уменьшает дозу воздействия электромагнитного излучения при использовании МБ.
2. Для контроля мощности излучения сотовой системы ретрансляторов в зоне приема сигнала использовать дозиметры ЭМ излучения (как это уже внедрено в ряде стран).
3. Желательно использовать МБ только в случае отсутствия обычных телефонов. Также необходимо сокращать время разговора, что уменьшает дозу облучения.

Литература

1. А.Р. Хиппель. Диэлектрики и их применение. М., 1959.
408. К. А. Иванов-Муромский. Электромагнитная биология. Киев: Наукова думка, 1977.
409. <http://www.multimania.com/corrupth/10-24.htm>

ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЙ БАЗИС ЭКОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

Чашечкин Ю.Д.

Институт проблем механики РАН

Введение. В классической гидродинамике, ориентированной на расчет сил, действующих на препятствие в потоке, течений и расходов, основное внимание уделяется изучению полей скоростей и давлений. Плотность жидкости при этом предполагается или постоянной (баротропная среда) или пассивной примесью, которая не влияет на структуру и динамику течений. Однако взаимодействие живых организмов с окружающей средой включает обмен не только импульсом и энергией, но и веществом. Живые организмы и их сообщества изменяют состав и структуру окружающей среды в результате поглощения одних веществ и выделения других. Исходные однокомпонентные и однородные среды при этом переходят в неоднородные или даже в конгломераты из нескольких физических состояний: жидкость-газ (пузырьки, пена), жидкость-жидкость (эмульсии), жидкость-твердые частицы (суспензии, взвеси). Перестройка поля плотности и ее градиента влияет на характер и устойчивость более крупномасштабных природных процессов. Вот почему для адекватного решения задач экологии – науки об отношении организмов к окружающей среде в определении Э. Геккеля – или наук о среде обитания в целом, необходимо детальное описание процессов переноса вещества и энергии в литосфере, гидросфере, атмосфере и на больших, и на малых пространственно-временных масштабах.

Тонкие гидродинамические исследования в такой постановке фактически еще не проводились. На необходимость их выполнения указывают результаты изучения течений стратифицированных жидкостей, плотность которых изначально распределена неравномерно по пространству. Наиболее глубокие результаты в здесь получены на основе фундаментальных систем уравнений, отражающие в дифференциальной форме законы сохранения вещества, импульса, энергии. Рассмотрение процесса вывода уравнений механики сплошных сред, который продолжался на протяжении столетий, представляет методический и научный интерес.

Краткая история развития механики жидкостей. Научная гидравлика и гидродинамика начали развиваться в Европе после длительного периода накопления эмпирических данных и обобщающих правил в результате взаимовлияния религиозных представлений (“Математика – учение о предсказании будущего по наблюдениям природных явлений”) и практических потребностей, главным образом в гидротехнике, оружейном и пушечном деле. Длительное время результаты наблюдений и ранних экспериментов сохранялись в оригинальных рукописях (“Мудрость – дочь опыта”, писал Л. да Винчи), которые передавались от учителя к ученику и лишь частично публиковались в разрозненной форме. Общеизвестно, что идеи да Винчи [1], который неоднократно занимал официальные должности, связанные с устройством судоходных и ирригационных сооружений в Италии, оказали влияние на большое число ученых (Бенедетти, Мерсенн, Кастелли, Галилей, Паскаль и др.). Винчи первым ввел понятие сопротивления среды движению твердых тел и положил начало экспериментальной гидродинамике, поставил опыты по измерению длин струй жидкости, вытекающих из расположенных на различной высоте отверстий в стенке сосуда; оставил замечательные зарисовки вихрей в речных потоках, в областях внезапного расширения прямого канала, позади пластины, установленной поперек потока, в пограничном слое на продолговатом снаряде, которые приводятся и в современных учебниках.

Необходимость формализации понятий и математизации наук подчеркивал Г. Галилей: “Философия написана в величественной книге (я имею в виду Вселенную), которая постоянно открыта нашему взору, но понять её может лишь тот, кто сначала научится постигать её язык и толковать знаки, которыми она написана. Написана же она на языке математики, и знаки её – треугольники, круги и другие геометрические фигуры, без которых человек не смог бы понять в ней не единого слова; без них он был бы обречен блуждать в потемках по лабиринту.” [2, стр. 41].

Наблюдения и тщательно продуманные эксперименты С. Стевина [3], Галилео Галилея [4, 5], Р. Декарта [6], Б. Паскаля [7] их учеников и последователей, позволили определить основные количественные характеристики собственно жидкой среды (*плотность, сжимаемость, вес, объем*) и ее течений (*давление, скорость, ускорение*). Постепенно были сформулированы “*непосредственные и очевидные принципы*”, которые должны объяснять все наблюдения (они получили названия “законов природы” в отечественной литературе).

Основу научной механики составили принцип относительности Галилея [5], сохранения импульса Р. Декарта [6] и “живой силы” (удвоенной кинетической энергии) Г.В. Лейбница [8]. Лейбниц предложил удобную систему математических обозначений, ставшую общепринятой, и разработал правила вычисления производных, включая расчет производной от сложной функции, имеющий особое значение для вывода уравнений движения жидкостей (субстанциональная производная в подходе Эйлера).

И. Ньютон ввел понятие силы, как меры взаимодействия тел; сформулировал общие законы механики в современной форме; дал определение жидкости, как среды, сила сопротивления которой движению тел зависит от скорости; вычислил скорость распространения изотермического звука. Он изучал колебания жидкостей в сообщающихся сосудах, анализировал законы сопротивления движению тел в жидкости, которые, как и Галилей, проверял, наблюдая свободное падение шаров в бассейне с водой и в воздухе под куполом собора св. Павла в Лондоне [9].

Следующий принципиальный шаг был сделан Д. Бернулли, который, следуя идеям В. Лейбница о сохранении “живой силы” [8], нашел связь между скоростью установившегося потока и его давлением на стенки сосуда, чем существенно расширил смысл понятия давления, первоначально определенного только для покоящихся жидкостей. Свои достижения Бернулли изложил в опубликованной 1738 г. книге, написанной по служебному заданию Российской (Петербургской) академии наук [10].

Дифференциальные уравнения в частных производных для описания течений и волн в жидкостях впервые применил Ж.-Л. Даламбер. В серии фундаментальных монографий [11-13] он изложил вывод волнового уравнения, для решения которого применил метод разделения переменных – универсальный инструмент построения решений таких уравнений и получил уравнение неразрывности как для осесимметричных баротропных течений, так и для трехмерных течений несжимаемых жидкостей

$$\frac{\partial \rho(\mathbf{x}, t)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho(\mathbf{x}, t) \cdot \mathbf{v}) = 0, \quad dp = c_s^2 d\rho \quad \text{и} \quad \operatorname{div} \mathbf{v} = 0$$

если $\rho = \text{const}$ (1)

Здесь $\rho(\mathbf{x}, t)$ – плотность среды, P – давление, c_s – скорость звука, t – время, \mathbf{x} – координата, \mathbf{v} – скорость. Он также получил [12].

Вид уравнения (1), связывающего изменение величины f в точке $\frac{\partial f}{\partial t}$ с потоком $\mathbf{j}_f = f \mathbf{v}$ через охватывающую поверхность

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{j}_f = 0 \quad (2)$$

оказался общим для дифференциальной формы законов сохранения.

Компактные уравнения гидростатики [14] и движения идеальной жидкости в поле силы тяжести с ускорением свободного падения \mathbf{g} первым получил Л. Эйлер [15] в ходе напряженной многолетней работы над проблемами судостроения, навигации и артиллерии (и одновременным изучением массы других задач)

$$\rho(p) \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} \right) = -\nabla p + \rho \mathbf{g};$$

$$\frac{\partial \rho(\mathbf{x}, t)}{\partial t} + \operatorname{div} (\rho(\mathbf{x}, t) \cdot \mathbf{v}) = 0 \quad (3)$$

$$dp = c_s^2 d\rho \quad \text{или} \quad \operatorname{div} \mathbf{v} = 0 \quad \text{если} \quad \rho = \operatorname{const}, \quad P - \text{давление.}$$

Свою замечательную статью, содержащую вывод уравнений (3) и граничных условий непротекания, Л. Эйлер [15] закончил оптимистично: “Тем не менее, все, что содержит теория жидкостей, заключено в двух приведенных выше уравнениях (3), так что нам не хватает для продолжения этих исследований не законов Механики, а только Анализа, который пока еще недостаточно развит для этой цели”. Сам он довольно быстро установил, что уравнения (3) не позволяют вычислять силы, действующие на тело в потенциальном течении (парадокс Даламбера [13]), и полученные уравнения движения не решал.

Однако постепенно техника анализа развивалась и спустя сто лет, ряд ученых, прежде всего Г. Киркгоф, Г. Гельмгольц и, особенно, Н.Е. Жуковский и С.А. Чаплыгин, получили важные теоремы и разработали методику применения уравнений Эйлера для решения практических задач. Важное место в ней принадлежит физическому эксперименту в бассейне, гидравлической или аэродинамиче-

ской трубе. В опытах определяется схема течения, структура поля вихрей, на основе которой и делаются дальнейшие расчеты сил и моментов. Такой подход способствовал широкому развитию принципов моделирования течений в природных условиях и технических устройствах. Он широко используется и для решения задач экологии как непосредственно, так и в качестве основы для выбора моделей.

Основные уравнения динамики сплошных сред были получены в начале XIX века во Франции, где одновременно трудился ряд выдающихся ученых – Дж. Лагранж, П.-С. Лаплас, О. Коши, С. Пуассон, А.Л. Лавуазье, Г.Монж... Ученик Дж. Лагранжа Дж. Фурье в 1807 г. вывел уравнение теплопроводности, связывающее изменение температуры T с ее градиентом $\text{grad } T$, которое для движущихся жидкостей имеет вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v} \text{ grad } T = \text{div} (\kappa_T \text{ grad } T) \quad (4)$$

где κ_T – коэффициент температуропроводности.

Ученик Лапласа О. Коши ввел понятие тензора вязких напряжений (компонент сил τ_{ik} , действующих на единичную площадку) и постулировал их пропорциональность тензору деформаций в упругой среде ε_{ik} (обобщенный закон Гука)

или тензору скоростей деформации $\frac{\partial v_i}{\partial x_k}$ в абсолютно неупругих средах (к которым относится и жидкость, здесь коэффициент пропорциональности μ характеризует динамическую вязкость)

$$\tau_{ik} = \mu \varepsilon_{ik}, \quad \tau_{ik} = \mu \frac{\partial v_i}{\partial x_k} \quad (5)$$

Используя молекулярные (для вывода уравнений) и континуальные (для вывода граничных условий) представления, К.-Л. Навье в 1822 году построил уравнения движения вязких жидкостей, которые в современных векторных обозначениях имеют вид

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} \right) = \mathbf{f} - \nabla p + \mu \Delta \mathbf{v} \quad (6)$$

Система уравнением (6) и неразрывности (1) им была применена для расчета течения жидкости в круглой трубке (течения Гагена-Пуазейля). Для лучшего согласования расчетов с результатами небрежно поставленных экспериментов Жирарда по изменению зависимости расхода от диаметра медного капилляра, Навье был вынужден отказаться от правильного граничного условия прилипания и предположить условие проскальзывания жидкости. Сам Навье в лекциях отмечал, по-

скольку реальные течения имеют более сложный характер, чем предполагается в расчетах, теория не может удовлетворять практические потребности и единственным надежным ориентиром служат только результаты опытов.

Да и современники прохладно отнеслись к этому выдающемуся достижению. В частности, в своем обзоре А. Карно пришел к заключению, что “Г-н Навье смог представить свои базовые принципы в форме гипотезы, которая должна быть проверена экспериментально. Однако, если обычные уравнения гидродинамики уже столь затруднительны для анализа, что мы можем ожидать от новых, еще более сложных уравнений” [16], что не способствовало развитию аналитической теории течений жидкости.

Уравнения Навье затем были последовательно перевыведены С. Пуассоном, О. Коши, Б. Сен-Венаном, прежде чем Дж.Г. Стокс смог не только получить их еще раз, полностью исходя из континуальных представлений, но и построить решения ряда практически важных задач, включая течение Гагена-Пуазейля в капилляре. Г. Лэмб и Г. Гельмгольц окончательно подтвердили обоснованность и конструктивность системы уравнений движения жидкостей, включающей уравнения Навье-Стокса и неразрывности Даламбера. Однако вопрос об их разрешимости в приближении однородной жидкости все еще **остается открытым** [17]. В практических же целях стали широко использоваться модельные системы уравнений, как конститутивные (теории турбулентности), так и полученные для данного типа течений или волн на основе фундаментальных уравнений (1, 3) – приближение пограничного слоя, уравнения линейных или нелинейных волн и другие.

Анализ наблюдений изящной картины возвышений воды впереди и позади рыболовной лески, опущенной с борта дрейфующей яхты, позволил Дж. Томсону и Г. Гельмгольцу создать теорию опережающих коротких капиллярных и отстающих более длинных гравитационных волн. Капиллярные волны, групповая скорость которых больше фазовой, создают на поверхности воды возмущение перед препятствием, гравитационные – систему корабельных волн позади препятствия. Капиллярные и короткие поверхностные волны входят в широкий класс диспергирующих волн, детальное изучение которых продолжается и сегодня.

В конце XIX О. Рейнольдс выделил в трубах два режима течений с различными законами сопротивления – ламинарные и турбулентные. Позднее представления о турбулентном характере было распространены и на течения окружающей среде. Несколько позднее Э. Мах зарегистрировал ударные волны. В начале XX века Л. Прандтль предложил приближение пограничного слоя, положившее начало огромному числу работ по расчету и экспериментальному изучению обтекания различных препятствий, главным образом крыльев и винтов. Развитие высокоскоростной авиации стимулировало развитие исследований трансзвуковых и гиперзвуковых течений. Для решения практически важных задач динамики атмосферы и океана были разработаны различные модификации теории турбулентности. В них обычно предполагается, что вещество является пассивной примесью, и все характеристики переноса определяются полем скоростей.

Однако плотности реальных газов и жидкостей в атмосфере и гидросфере не являются постоянными вследствие неоднородности температуры, давления и концентрации растворенных веществ или взвешенных частиц. Уравнение диффузии, описывающее молекулярный перенос вещества (солености S), полученное

немецким ученым А. Фиком в 1855 г., в форме, подобной уравнению теплопроводности Фурье (3)

$$\frac{\partial(\rho S)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho S \mathbf{v}) = \operatorname{div}(\kappa_s \operatorname{grad}(\rho S)) \quad (7)$$

позволяет учитывать влияние данного медленного процесса на структуру течений (κ_s – коэффициент диффузии).

Конкретные свойства вещества характеризует уравнение состояния, связывающие плотность жидкости или газа ρ с другими термодинамическими величинами – температурой T , соленостью S и давлением p

$$\rho = \rho(T, S, p) \quad (8)$$

Полная система уравнений (1, 4, 6-8), все компоненты которой были получены еще в середине XIX века, приводится во многих учебниках [18]. Однако свойства ее решений в целом не изучались вплоть до самого последнего времени. Качественно можно отметить, что наличие малых (кинетических) коэффициентов при старших производных свидетельствует о принадлежности данной системы уравнений к классу сингулярно-возмущенных, решения которых включают функции как регулярные (пропорциональные малым параметрам), так и сингулярные (обратно пропорциональные малым параметрам) [19].

Изучение стратифицированных течений. Интерес к изучению полной системы уравнений гидродинамики стал усиливаться по мере накопления данных прецизионных измерений, показывающих, что стратификация, даже очень слабая, существенно влияет на картину течений, и обеспечивает существование новых явлений, отсутствующих в однородной жидкости. К их числу принадлежат скрытые внутренние волны, амплитуда которых достигает максимальных значений в толще жидкости, и процессы формирования тонкой структуры среды – последовательно высокоградиентных прослоек, разделяющих более толстые квазиоднородные слои. Тонкие прослойки, продолжительность существования которых существенно превышает характерные диффузионные времена, были зарегистрированы и в океане, и в атмосфере. Высокоградиентные прослойки влияют на динамику течений и перенос вещества, который становится существенно анизотропным и неравномерным.

Отдельные работы с описанием эффектов стратификации эпизодически появлялись в научной литературе начиная с конца XVIII века. Первое наблюдение внутренних волн, колебаний поверхности раздела воды и масла при неподвижной свободной поверхности в корабельной осветительной лампе, принадлежит Б. Франклину (1762 г.), который также моделировал их на суше, разместив лампу на качелях. Образование солевых пальцев – тонких струек в стратифицированной среде – наблюдал У. Джексон в 1857 г. моделируя перистые облака в небольшом сосуде с раствором сахара. Слоистая конвекция наблюдалась вначале в суспензиях (У.Бревер, 1883, К. Барус, 1887), а затем и в неоднородном растворе поваренной соли (К.Менденхолл и Мазон, 1923).

В ходе знаменитой полярной экспедиции 1893-1896 г. Ф. Нансен зарисовал и выразительно описал картину возмущений на поверхности воды при попадании судна в “мертвую воду” – слой пресной воды, располагающейся над соленой – в норвежских фиордах и у берегов Таймыра, в которой скорость “Фрама” падала с 6 до 1.5 узлов. Нансен инициировал постановку цикла экспериментальных исследований присоединенных внутренних волн, уносящих энергию движения судна, которые выполнил В. Экман в начале прошлого века. Моделирование “мертвой воды” положило начало лабораторным исследованиям внутренних волн, которые спустя шестьдесят лет стали проводиться систематически с целью решения задач подводной навигации, динамической и акустической скрытности подводных лодок, обеспечения безопасности полетов самолетов и планеров (“турбулентность ясного неба”).

Геометрическая четкость спутниковых изображений течений в атмосфере и гидросфере, развитие методов математического моделирования и недостаточная точность прогноза погоды и эволюции климата, который традиционно ведется на основе феноменологических уравнений, вновь стимулировали рост интереса к изучению свойств полной системы (1, 4, 6-8).

Современные исследования стратифицированных течений. Естественная стратификация (и глобальное вращение среды) реальной атмосферы и гидросферы исключают существование тривиального состояния полного покоя даже в отсутствие внешних факторов, инициирующих течение жидкостей. Достаточно сложные течения, включающие нестационарные внутренние волны, пограничные слои различной толщины в полях плотности и скорости, крупные вихри возникают в окрестности произвольно ориентированных непроницаемых контактных поверхностей, нарушающих пространственную однородность молекулярного потока стратифицирующей компоненты. Горизонтальные неоднородности поля плотности формируют градиенты давления, вызывающие макроскопическое течение жидкости.

В качестве примера на Рис. 1. приводятся результаты численного решения системы уравнений (1, 4, 6-8) для течения, индуцированного прерыванием диффузионного потока в покоящейся экспоненциально стратифицированной жидкости, на поверхности неподвижной сферы [20]. Жидкость подтекает к телу в крупных вихрях, охватывающих плоскость экватора, поднимается в верхней половине (и погружается в нижней) в пограничных слоях вдоль поверхности тела, формирует нестационарные внутренние волны, которые образуют горизонтальные ячейки у полюсов на Рис. 1, *а* [20]. На теневом изображении такого течения около цилиндрической трубки, погруженной в раствор поваренной соли, волны визуализируются в форме тонких полос, примыкающие к полюсам (Рис. 1, *б*). Системы слоев внутри трубки обозначают области ослабления градиента. Однородное течение вдоль цилиндра структурно подобно центральному сечению осесимметричного на течения на сфере.

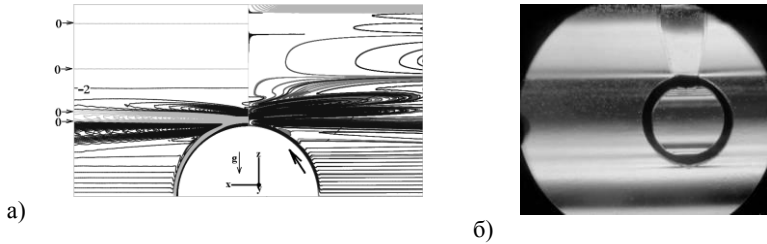


Рис.1. Рассчитанная картина течения, индуцированного диффузией на сфере (слева – возмущения солёности, справа – линия тока) и теневое изображение течения на цилиндре

Различия в масштабах изменчивости поля скоростей (характерная толщина пограничного слоя $\delta_N = \sqrt{\nu/N}$) и поля плотности или солёности (поперечный масштаб $\delta_\rho = \sqrt{\kappa_s/N}$, $N = \sqrt{(g/\rho)(d\rho/dz)}$ – частота плавучести) в пограничных слоях на поверхности сферы, проявляются в структурах всех других типов стратифицированных течений.

Картина течения становится еще более сложной, когда тело приводится в движение, например колебательное. При этом, наряду с волнами, образуется широкий класс тонкоструктурных сингулярных компонент. Полная классификация инфинитезимальных периодических течений, описываемых системой уравнений (1, 4, 6-8) проведена в [19]. Решение линеаризованной системы уравнений представляется в виде суперпозиции частных решений (2.2)

$$A = \sum_j \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} a_j(k_x, k_y) \exp(i(k_{zj}(k_x, k_y)z + k_x x + k_y y - \omega t)) dk_x dk_y \quad (9)$$

где символы A и a_j соотносятся к каждой рассматриваемой физической величине (скорости, давлению или плотности) и ее спектральному представлению, коэффициенты $a_j(k_x, k_y)$ определяются из граничных условий, а волновые числа $k_{zj}(k_x, k_y)$ – из решений алгебраического дисперсионного уравнения, которое с учетом эффектов вращения, плавучести, сжимаемости вязкости и диффузии имеет вид

$$\begin{aligned}
& D_\kappa(k) \left\{ \omega D_\nu(k) \left[\omega D_\nu(k) (\tilde{D}_\nu(k) - N^2) - 2\sqrt{2}\omega\Omega g(k_y - k_x) \cos\varphi - \right. \right. \\
& - iD_\nu N^2 (\mu + \nu/3) k_\perp^2 \left. \right] + 4\omega\Omega^2 \left[N^2 \sin^2\varphi - \omega (D_\nu(k) + i(\mu + \nu/3) f^2(k)) \right] + \\
& + c^2 \left[D_\nu(k) (N_c^2 k_\perp^2 - \omega k^2 D_\nu(k)) + 4\omega\Omega^2 f^2(k) \right] \left. \right\} + \\
& + \kappa c^2 k^2 \Lambda^{-1} \left[\omega k_z D_\nu^2(k) - 4\omega\Omega^2 f(k) \sin\varphi - \right. \\
& \left. - iD_\nu(k) (gk_\perp^2 + \sqrt{2}\omega\Omega(k_y - k_x) \cos\varphi) \right] = 0
\end{aligned} \tag{10}$$

Здесь $D_\kappa(k) = \omega + i\kappa_s k^2$, $D_\nu(k) = \omega + i\nu_1 k^2$,
 $\tilde{D}_\nu(k) = \omega + i\tilde{\nu}k^2$, $\tilde{\nu} = 4\nu_1/3 + \nu_2$, ν_1 и ν_2 – первая и вторая кинематическая вязкости,
 $k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$, – квадрат волнового числа и его горизонтальной части $k_\perp^2 = k_x^2 + k_y^2$, $N^2 = g/\Lambda$,
 $N_c^2 = N^2 - g^2/c_s^2$ – частоты плавучести без и с учетом сжимаемости,
 $f(k) = k_z \sin\varphi + ((k_x + k_y) \cos\varphi) / \sqrt{2}$.

Уравнение (10) – полином восьмого порядка относительно компоненты k_z , в общем случае имеет набор допустимых решений $k_{zj}(k_x, k_y)$, каждому из которых соответствует свой собственный тип периодического движения. При стар-

шем члене $k^8 = (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)^4$ в (10) присутствует малый коэффициент

$v^2 \tilde{\nu} \kappa_s$, то есть, относительно волнового числа k уравнение принадлежит классу сингулярно возмущенных.

Важно подчеркнуть, что суммирование в (9) должно проводиться по всем корням дисперсионного уравнения (10), которым соответствуют физически реализуемые решения, задаваемые граничными условиями задачи или условием стремления к нулю всех возмущений на бесконечности (условием излучения).

При обращении в ноль всех кинетических коэффициентов дисперсионное уравнение (10) становится уравнением второго порядка, следовательно, два из его корней регулярны по кинетическим коэффициентам, то есть, представимы в виде рядов по их неотрицательным, необязательно целым, степеням. Соответствующие им решения равномерно переходят в решения дисперсионного уравнения для идеальной жидкости и описывают распространение волновых возмущений различных типов – акустические, поверхностные и внутренние гравитационные, инерционные, гибридные. Тип волны определяется свойствами задачи и отношением частоты

ты осциллиций источника Ω к характерным частотам задачи – частоте плавучести N и вращения среды и глобального вращения Ω .

Шести другим решениям, сингулярным по вязкости и коэффициенту диффузии соли, которые разлагаются в ряды по отрицательным, как целым, так и дробным, степеням кинетических коэффициентов, соответствуют три движения другого типа, свойства которых существенно отличаются от волновых. Они включают семейства периодических пограничных слоев на контактных поверхностях и их аналоги в толще жидкости – тонкие протяженные элементы, формирующие тонкую структуру среды.

С вязкостью связаны два различных типа сингулярных компонент. Одному из них соответствует известное периодическое течение Стокса на осциллирующей плоскости в однородной жидкости толщиной

$$\delta_{\omega}^{(1)} = \sqrt{2\nu / \omega} = \delta_N f^{(1)}(\vartheta) \quad (\delta_N - \text{универсальный микромасштаб, } f^{(1)}(\vartheta) - \text{функция углового положения внутренней волны а у второго, толщина которого зависит от } \vartheta \text{ и } \varphi - \text{угла наклона излучающей поверхности} -$$

$\delta_{\omega}^{(2)} = \delta_N f^{(2)}(\vartheta, \varphi)$ нет аналогов в однородной жидкости. В приближении однородной жидкости разнородные сингулярные компоненты становятся тождественными и сливаются, что приводит к неразрешимости классических уравнений Навье-Стокса в трехмерной постановке. Система определяющих уравнений при этом становится неполной и недоопределенной (теряется часть уравнения неразрывности и уравнение состояния). С температуропроводностью и диффузией связаны дополнительные сингулярные компоненты, толщины которых в общем случае зависят от значений всех кинетических коэффициентов.

Все компоненты периодических течений образуют единую систему, они порождаются и распадаются одновременно, несмотря на различие в масштабах. Каждый компонент течений характеризуется собственным масштабом, локализацией в пространстве, полем скоростей, завихренности, энергии и скорости ее диссипации. Каждая из компонент осуществляет перенос вещества (даже в линейном приближении) и завихренности. В линейном описании все компоненты: и крупномасштабные регулярные, и тонкоструктурные сингулярные, сосуществуют и суперпозируют. Выполнение граничных условий обеспечивает только вся совокупность решений, а не их какая-то часть. То есть вблизи излучающей или отражающей поверхности сосуществуют и волны, и пограничные слои.

В нелинейном описании все компоненты непосредственно взаимодействуют между собой, несмотря на различие в характерных масштабах. В зависимости от энергетики и геометрии течения наиболее существенным могут быть взаимодействия или регулярных, или сингулярных компонент между собой или перекрестное, когда, например, в поле регулярных волн возникают сингулярные особенности. В результате таких взаимодействий также могут возникать и волны новых типов, и вихри.

Многообразие сингулярных компонент, зависимость их локализации от геометрии задачи, а степени выраженности – от энергетики процесса, объясняют богатство сценариев эволюции природных систем.

В качестве примера на Рис. 2 приведены рассчитанные и наблюдаемые картины периодических внутренних волн, возбуждаемых горизонтальным диском, совершающим вертикальные колебания в линейно стратифицированной среде [21]. Регулярная часть решения описывает волновой конус (верхняя часть Рис. 2, *а* и *б*). Его структура согласуется с наблюдаемой теньевым методом в лабораторном бассейне (нижняя часть Рис. 2, *б*).

Сингулярным компонентам соответствуют пограничные слои на излучателе и высокоградиентные оболочки конуса, отчетливо видимые в поле производных

сдвига скорости $\nabla^2 v_r / \nabla^2 z^2$ (нижняя часть рисунка Рис. 2, *а*) и в теневой картине волн (Рис. 2, *в*) при большой амплитуде колебаний тела. При дальнейшем увеличении амплитуды в течении образуются не только вихри в окрестности тела, но и быстрые автокумулятивные струи – грибообразные вихри вдали от него, непосредственно в толще жидкости, в областях конвергенции сингулярных компонент – оболочек волнового конуса (Рис. 2, *з*). Волны и вихри вблизи диска переносят вещество в толщу жидкости, автокумулятивные струи – в обратном направлении, из толщи к центру диска.

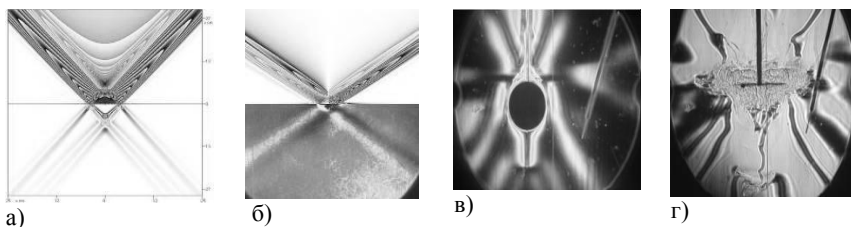


Рис. 2. Рассчитанная и наблюдаемая теньевая картина периодических внутренних волн в линейно стратифицированной жидкости

В пространстве неволновые типы движений формируют поле скоростей \mathbf{U} , которое вследствие эффекта Доплера $\omega = \omega_0 + \mathbf{kU}$ изменяет поле частот внутренних волн и искажает их фазовую структуру. Сама волна также возмущает поле плотности и ее производных. На разрывах первой производной частоты плаучести (и более высоких производных, вплоть до четвертой) проходящая волна формирует пограничные слои [22], которые нелинейно взаимодействуют между собой, усиливаются и формируют наблюдаемые разрывы.

Уединенные разрывы и висащие вихри, существование которых не допускаются теоремами Лагранжа и Гельмгольца в модели идеальной жидкости, наблюдаются в волновом следе за горизонтальным цилиндром, движущимся в стратифицированной жидкости (Рис. 3). Такие сингулярные элементы – инфинитезимальные аналоги ударных волн, поскольку на них терпит разрыв нормальная компонента

скорости. В некоторых точках к одному берегу разрыва подходит гребень внутренней волны (темная линия на Рис. 3, а), а к другому, в том же сечении – впадина, которой соответствует двойная серая линия [23].

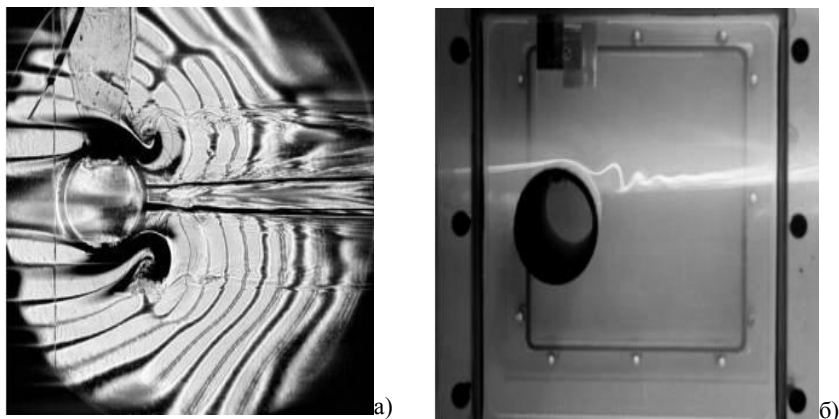


Рис. 3. Теневая визуализация – (а) и подкраска – (б) стратифицированного течения за цилиндром с висящими разрывами.

Такие свойства сингулярных решений позволяют понять природу непредсказуемого поведения нефтяных пятен, распространяющихся тонкими полосками от гибнущих танкеров и “пиксельную” структуру областей атмосферных загрязнений вдали от источника, в которой зоны с высокой концентрацией разделены чистыми участками.

Такие сингулярные элементы служат коллекторами примесей и обеспечивают их концентрацию и сверхдиффузионное распространение в пространстве. Жидкость с краской втекает в прослойки и распространяется вдоль них в тонком слое. Пример такого течения показан на Рис. 3, б. Краска из первоначально диффузного облака собирается на тонкой прослойке, формирует яркую линию, которая постепенно размывается в дальнем следе.

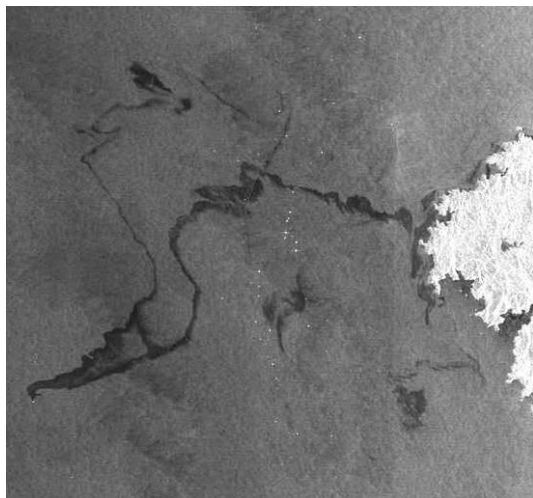


Рис. 4. Катастрофа танкера “Престиж” 17 ноября 2002 г. (радиолокационное изображение нефтяного следа)

Исследования сингулярных компонент, характеризующихся высоким уровнем завихренности $\omega = \text{rot } \mathbf{v}$ и скорости ее бароклинной генерации $\dot{\omega} = -\left[\nabla p \cdot \nabla \rho / \rho^2\right]$ позволяют изучать новые механизмы формирования вихрей – элементов течений с почти замкнутыми линиями тока.



Рис. 5. Формирование и распад вихрей за пластиной в стратифицированной жидкости

Так в гидродинамическом следе за пластиной непосредственно взаимодействующие тонкоструктурные компоненты, порождаемые краевыми поперечными сингулярностями, вначале образуют регулярную поперечную полосчатую структуру, затем группируются в последовательность кластеров, высокоградиентные компоненты внутри которых образуют оболочки вихрей (Рис. 5). Стратификация

подавляет вертикальный перенос, сплюсчивает и разбивает вихревые слои на трехмерные структуры [24].

Следует подчеркнуть, что вся сложная картина течений тождественно воспроизводится во всех тонких деталях при сохранении условий опытов. Исходные градиенты достаточно при этом достаточно слабые, изменения плотности происходят в третьем или четвертом знаке после запятой (в океане и атмосфере в шестом и менее), в протяженных сингулярных элементах происходит их существенное усиление, что объясняет сильное влияние на вихревую картину течений даже слабых стратификаций.

Заключение. Современная механика жидкостей, ориентированная на поиск и анализ свойств полной совокупности решений фундаментальных уравнений, является разрешимой и самосогласованной и описывает помимо регулярных (волновых) широкий класс ранее неизвестных сингулярных элементов течений. С каждым из компонент течений связан собственный процесс накопления и переноса завихренности и вещества, оказывающий влияние на экологические процессы. В частности, течения, индуцированные диффузией, влияют на обмен уже на клеточном уровне. Характер взаимодействия одновременно сосуществующих разномаштабных элементов, определяющий эволюцию природных систем, зависит и от геометрии области существования течения, и от энергетики протекающих процессов. Приближение однородной жидкости приводит к слиянию разнородных сингулярных компонент и неразрешимости классической системы уравнений. Система определяющих уравнений при этом становится неполной и недоопределенной (теорется часть уравнения неразрывности и уравнение состояния).

В настоящее время одной из наиболее актуальных задач является разработка методик измерения количественных свойств всех структурных элементов течений, как широко известных регулярных, так и сингулярных, не только в лабораторных, но и в природных условиях. Необходима также разработка процедуры оценки точности измерений непосредственно в процессе их выполнения с учетом сложного характера взаимодействия измерительного инструмента или поля с окружающей средой. Такие объективные измерения помогут определить условия формирования катастрофических состояний, критерии перестройки структуры течений и объективно прогнозировать сценарии эволюции природных систем – литосферы, гидросферы, атмосферы.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российской академии наук (Программа ОЭ-14 Отделения энергетики, машиностроения, механики и процессов управления РАН) и РФФИ (проект 05-05-64090).

Литература

1. Leonardo da Vinci: Del moto e misura dell'acqua. A cura di E. Carusi ed A. Favoro. Bologna. 1923. = Леонардо да Винчи "О движении и измерении воды".
410. Galileo G. Galileo G. Il Saggiatore. In Roma: Appresso G. Mascardi. 1623. = Галилей Г. Пробирных дел мастер. (пер. Ю.А. Данилова). М.: Наука. 1987. 272 с.
411. Стевин С. Начала гидростатики. В кн.: Начала гидростатики. Пер. и прим. А.Н. Долгова. М-Л-д. 1932. ГТТИ. 264 с. = Stevin S. De Beghinselen des Waterwichts beschreven. 1586.

412. Galileo G. *Discorso al Serenissimo Don Cosimo II, Gran Duca di Toscana, intorno alle cose che stanno in su l'acqua o che in quella si muovono*. In Firenze: Appresso C. Giunti. 1612. = Галилео Г.. Рассуждения о телах, пребывающих в воде и о тех, которые в ней движутся. В сб.: Начала гидростатики. (пер. и прим. А.Н. Долгова). М.-Л.-д: ГТТИ. 1932. С. 141-222.
413. Galileo G. *Discorsi e Dimostrazioni Matematiche intorno à due nuoue Scienze Attenti alla Mecanica & i Movimenti Locali del Signor Galileo Galilei Linceo Filosofo e Matimatico primario del Serenissimo Grand Duca di Toscana*. In Leida: Appresso gli Elsevirii. 1612. = Галилео Г. Беседы и математические доказательства касающиеся двух новых отраслей науки, относящихся к механике и местному движению синьора Галилея Галилея Линчео, философа и первого математика светлейшего великого герцога тосканского. С приложением о центрах тяжести различных тел. В кн.: Галилео Галилей. Избранные труды в двух томах. Том второй. М.: Наука. 1964. С. 108–403.
414. Descartes R. *Principia Philosophiæ*. 1644 = Декарт Р. Первоначала философии В кн. Сочинения в 2 т.: Пер. с лат. и франц. Сост., ред., вступ. ст. В. В. Соколова. М.: Мысль, 1989. 654 с. (Филос. Наследие, Т. 106).
415. Pascal B. *Traitez de l'équilibre des liqueurs et de la pèsanteur de la masse de l'air*. Paris. 1653. = Паскаль Б. Трактат о равновесии жидкостей и весе массы воздуха. В сб.: Начала гидростатики. (пер. и прим. А.Н. Долгова). М.-Л.-д: ГТТИ. 1932. С. 233-260.
416. 1686. Leibniz G.W. *Brevis demonstratio erroris memorabilis Cartisii et aliorum circa legem nature secundum quam volunt a Deo eandem semper quantitatum motus conservari qua et in re mechanica abutuntur // Acta Eruditorum. Communicata in letteris*. 1686. S. 161. Лейбниц Г. В. Краткое указание ошибки достопамятного Декарта и других касательно закона природы, согласно которому по божьей воле всегда сохраняется якобы одно и тоже количество движения и которым в изобилии неправильно пользуются в механике.
417. Newton I. *Philosophie naturalis principia mathematica. Editio secunda*. Cantabrigia. 1713. = Ньютон И. Математические начала натуральной философии. М.: Наука. 1989.
418. 1738 Bernoulli D. *Hydrodynamics, sive de viribus et motibus fluidorum commentarii*. Argentorati-Strasbourg. 1738. = Бернулли Д. Гидродинамика, или записки о силах и движениях жидкости. Л.: Изд. АН СССР. 1959. 551 с.
419. D'Alembert, Jean le Rond. *Traité de l'équilibre et du mouvement des fluides*. Paris 1744. Даламбер Ж.-Л. Трактат о равновесии и движении жидкостей.
420. D'Alembert, Jean le Rond. *Réflexions sur la cause générale des vents*, Paris. 1747. Даламбер Ж.-Л. Размышления об общей причине ветров.
421. D'Alembert, Jean le Rond. *Essai d'une nouvelle théorie de la résistance des fluids*. Paris. 1752. Даламбер Ж.-Л. Опыт новой теории сопротивления жидкостей.
422. Euler L. *Principes généraux de l'état d'équilibredes fluids // Mémoires de l'Académie royale des sciences et belles letters*. Berlin. 1757. T. 11 (1755). P. 217-273. = Opera omnia. Ser.II. V.12. P. 2-53.
423. Euler L. *Principes généraux du mouvement des fluids // Mémoires de l'Académie royale des sciences et belles letters*. Berlin. 1757. V. 11 (papers of 1755 year). P. 274-315. = Opera omnia. Ser.II. V.12. P. 54-91. = Эйлер Л. Общие законы

- движения жидкостей // Известия АН. Механика жидкостей и газа. 1999. № 6. С. 26-54.
424. Cournot A. Review of Navier's mémoire on fluid motion // Bulletin des sciences mathématiques. 1828. V. 10. P. 11-14.
425. Feferman C. Existence and smoothness of the Navier-Stokes equation. Millennium problems - Clay mathematical institute: http://www.claymath.org/millennium/Navier-Stokes_Equations/.
426. Ландау Л. Д., Лившиц Е.М. Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.
427. Чашечкин Ю.Д., Кистович А.В. Классификация трехмерных периодических течений в жидкостях // Доклады АН. 2004. Т. 395. № 1. С. 55-58.
428. Байдулов В.Г., Матюшин П.В., Чашечкин Ю.Д. Структура течения, индуцированного диффузией, около сферы в непрерывно стратифицированной жидкости // Доклады АН. 2005. Т. 401. № 5. с. 613-618.
429. Чашечкин Ю. Д., Васильев А. Ю, Бардаков Р.Н. Тонкая структура пучков трехмерных периодических внутренних волн // Доклады АН 2004. Т. 397. № 3. С. 404-407.
430. Кистович Ю. В., Чашечкин Ю. Д. Линейная теория распространения пучков внутренних волн в произвольно стратифицированной жидкости // Прикладная механика и техническая физика. 1998. Т. 39. № 5. С. 88 - 98.
431. Миткин В.В., Чашечкин Ю.Д. Трансформация висящих разрывов в вихревые системы в стратифицированном течении за цилиндром // Известия Академии наук. Механика жидкости и газа. 2007. № 1. С. 15-28.
432. Чашечкин Ю.Д., Миткин В.В., Бардаков Р.Н. Полосчатые структуры в стратифицированном течении около горизонтальной пластины // Доклады АН, 2006, Т. 409. № 6. С. 774-778.

СКОРОСТИ ОСАЖДЕНИЯ ВЗВЕСИ В НАВИГАЦИОННОМ КАНАЛЕ ПОСЛЕ ПРОХОЖДЕНИЯ СУДОВ

Чубаренко Б.В., Чечко В.А., Курченко В.Ю.

Атлантическое отделение Института океанологии им. П.П. Ширшова РАН

В данной работе впервые рассматриваются результаты натурного определения скорости осаждения взвеси, взмученной проходящим судном при его прохождении по навигационному каналу. Применена экспоненциальная аппроксимация изменения концентрации взвеси со временем. Для участков, покрытых мелкозернистым песком (песок пылеватый) и илистым осадком время снижения концентрации до 10% превышения над фоновым значением составляют соответственно 30-40 мин и 1.5-3 часа. Для илистых участков грунта скорость падения массовой концентрации в придонных горизонтах выше, чем в приповерхностных. Длина шлейфа взмученного осадка за проходящим судном составляет 16-17 км в поверхностном и 22-25 км в придонном горизонтах.

Введение

Навигационные каналы имеются в подавляющем большинстве портов как открытого, так и закрытого типа. Экономически объективный рост тоннажа и размеров судов стимулирует работы по их углублению и приводит к ситуации, когда большое количество принимаемых портами судов имеют осадку на пределе проходимости, и, следовательно, суда активно воздействуют на дно и бровки, поднимая в водную толщу большое количество рыхлых донных осадков при своем движении.

Динамический эффект регулярного взмучивания и переотложения осадков имеет значимое влияние на качество вод в каналах, т.к. осадок обычно загрязнен, и его постоянная миграция сквозь толщу воды приводит к процессам вторичного ее загрязнения. Интенсивность процессов обмена между взвешенным осадком и водной средой прямо пропорциональна времени нахождения осадка во взвешенном состоянии. Таким образом, это характерное время является ключевым параметром для оценки воздействия судоходства на состояние окружающей среды как в самом канале, так и в окружающей его акватории (в случае открытого или частично открытого канала).

Целью настоящей работы была экспериментальная оценка времени релаксации концентрации взвешенных частиц в реальных условиях судоходного канала, дно которого сложено мелкозернистыми и илистыми грунтами. Для этого использовалась возможность прямого экспериментального определения времени осаждения взвеси после прохождения крупнотоннажных судов в водах Калининградского морского канала (Юго-восточная Балтика).

Изучаемая акватория - Калининградский морской канал - является типичным навигационным каналом, соединяющим порт, находящийся глубоко в речной устьевой зоне, с открытым морем. Он проходит вдоль северного побережья Калининградского залива, его длина равна 43 км, канал отделяется от акватории залива цепочкой островов-дамб. Ширина фарватера канала – 50-80 м. Канал был открыт к навигации в 1901 г, имел проходную глубину до 6 м. С тех пор постоянно углублялся, и в настоящий момент гарантированная глубина в канале составляет 9-10,5 м в зависимости от его участка /1/. Число судов с осадкой более 6 м составляют 55% от всех проходящих судов /2/.

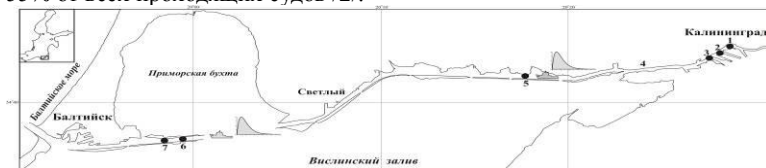


Рис. 1. Расположение точек отбора проб в Калининградском морском канале, расположенном на акватории Вислинского залива (Юго-восточная Балтика).

Методика

Взвешенные терригенные частицы, находясь под воздействием силы тяжести, стремятся осесть на дно. «Теоретическая» скорость их осаждения в спокойной воде зависит только от крупности частиц. Реальная скорость осаждения определяется еще и турбулизацией потока. Поскольку взвесь, взмученная со дна канала после прохождения судна, имеет в своем составе частицы различной крупности, а динамические условия турбулизации во всей толще воды неизвестны, то в работе при-

менен интегральный подход, основывающийся на двукратном прямом определении концентрации взвеси на трех горизонтах после прохождения судна. По этим данным оценивалась эффективная скорость осаждения или «самоочищения» вод от взвеси.

Суммарная концентрация (органическая и минеральная составляющие) и состав взвешенного вещества изучались по методике, принятой в практике морских геологических исследований /3/. Вода для определения взвеси отбиралась батометром Нискина объемом 1.5 л с трех горизонтов – поверхностного, придонного (0.7-1.0 м от дна) и промежуточного (5 м от дна). Вакуумная фильтрация проб воды (1.5 л) проводилась в лабораторных условиях через мембранные ядерные фильтры диаметром 47 мм (диаметр пор 0.45 мкм). Концентрация взвеси определялась весовым методом с использованием аналитических весов имеющих точность 0.0002 гр. Гранулометрический состав определялся с помощью поляризационного микроскопа МИН-8 (увеличение в 480 раз). Соленость и температура воды определялась гидрофизическим зондом «IDRONAUT». Из-за естественной «пятнистости» полей температуры и солености погрешность измерений составляла порядка 2-3 %. Направление и скорость течений оценивались по движению поплавков нейтральной плавучести (погрешность измерения расстояний, а, следовательно, и скоростей – до 10%).

Работы выполнялись в период май - июль 2003 г на участках Калининградского морского канала (табл. 1) с различными типами донных отложений /4/.

Таблица 1. Участки проведения работ.

Участок, номер станции	Наименование грунта, средний размер зерен	Виды работ
№2, станции 6, 7, пикет 50-60	Песок пылеватый, 0.069 мм	Измерение концентрации взвеси (после прохождения пассажирского парома «Георг Отс», осадка 5.7 м, и работы земснаряда), солености, температуры, скорости течений
№5, станция 5, пикет 270	Ил глинистый текучий, 0.021 мм	Измерение концентрации взвеси (после прохождения танкера «Oderstern», осадка 7 м), солености, температуры, скорости течений
№6, станция 4, пикет 330	Ил суглинистый текучий, 0.022 мм	Измерение концентрации взвеси (после прохождения пассажирского судна «Колумбия», осадка 5.7 м), солености, температуры, скорости течений
Район порта, станции 1,2,3	Ил суглинистый текучий, 0.015 мм	Измерение концентрации взвеси при работе буксира «Зюйд», солености, температуры

Комплекс измерений включал отбор проб воды для определения концентрации взвеси и ее гранулометрического состава, измерение солености, температуры воды, направления и скорости течений.

До прохождения утреннего каравана судов (после ночного перерыва) проводились работы по определению фонового состояния в канале и на прилегающем участке залива. Затем весь комплекс работ (продолжительность в среднем 15 мин) повторялся сразу же и спустя 20 минут после прохождения первого судна. Всего было отобрано и проанализировано 50 проб воды, для 9 проб определен ее гранулометрический состав, проведено 47 измерений температуры и солености, измерены направление и скорость течений.

Результаты

Во всех проведенных экспериментах температура и соленость через 20 мин после прохождения судна мало отличались от фоновых значений, в то время как содержание взвеси существенно превышало фон, постепенно уменьшаясь. В первом приближении для оценки релаксации концентрации взвеси была принята простейшая гипотеза о пропорциональности скорости падения концентрации значению самой концентрации. Эта гипотеза косвенно включает в себя предположение об интегральном равновесии между поступлением и убылью частиц различной крупности в каком-то объеме воды (обмен частицами между соседним объемами воды) и постепенном уменьшении концентрации частиц за счет осаждения и ослабления обмена частицами из-за диссипации турбулентности. При таком предположении значение концентрации экспоненциально падает по времени, что дает некоторую переоценку скорости релаксации на начальных этапах процесса и ее недооценку – на заключительных этапах, когда осаждение всех частиц происходит почти с одинаковой скоростью (вертикальные скорости движения воды и их флуктуации пренебрежимо малы). Переоценка скоростей осаждения в начале процесса дает результат «в запас», поскольку реальные скорости не могут быть выше тех, что получаются при оценке по экспоненциальной релаксации.

Если при осаждении взвеси ее концентрация $C(t, x_0)$ в фиксированной точке x_0 экспоненциально падает по времени до фонового значения

$C(t, x_0) = C_{bckgr} + (C_{max} - C_{bckgr}) \cdot e^{-\alpha t}$, где C_{bckgr} (мг/л) – фоновое значение концентрации,

C_{max} (мг/л) – максимальное значение концентрации (в нашем случае – сразу после прохождения судна), α (сек⁻¹) – коэффициент эффективного осаждения («самоочищения»), то, используя измеренные значения концентрации в начальный момент (C_{max}) и в момент t_1 (C_1 , в нашем случае через 20 мин), имеем следующую зависимость для оценки характерного времени релаксации:

$$\tau = 1/\alpha = t_1 \cdot \ln \left(\frac{C_{max} - C_{bckgr}}{C_1 - C_{bckgr}} \right).$$

Именно за это время превышение концентрации над фоном падает в e раз, т.е. приблизительно в 2.7 раза. Более интересным с точки зрения практики является время, за которое превышение концентрации над фоном уменьшится до 10% своего первоначального значения, т.е. возмущение в поле концентрации теря-

ет 90% своей величины. Это время эффективного «самоочищения» равно $\Delta t_{90\%} = \tau \cdot \ln(10) = 2.3 \cdot \tau$.

Оценки характерных времен релаксации и эффективного осаждения («самоочищения») по результатам экспериментов представлены в Табл. 2.

Обсуждение

Проведенные экспериментальные работы выявили следующие факты в динамике взвеси. Для участка с более крупными фракциями (район станции 6 для Калининградского морского канала) время «самоочищения» ($\Delta t_{90\%}$) составило порядка 30÷40 минут, причем, для верхних горизонтов оно чуть меньше, чем для нижних. Такой результат говорит о равномерном насыщении всей водной толщи взвесью примерно одинаковой размерности после прохода судна. При ее осаждении первыми «очищаются» верхние горизонты. Осаждаемая из них взвесь поступает в нижние горизонты, занимая место осажденной из этих горизонтов взвеси, и тем самым, определяя некоторое запаздывание процесса осаждения. При расчете по используемым формулам это запаздывание выражается в увеличении времени эффективного осаждения.

Таблица 2. Оценочные значения времени эффективного осаждения («самоочищения») за счет осаждения взвеси).

Станция, Тип грунтов	Горизонт	Характерное время «самоочищения», τ , мин	Время снижения концентрации до 10% превышения над фоновым значе- нием, мин
Станция 6, (более крупные фракции)	поверхностный	12	27
	5м от дна	16	38
	1 м от дна	18	42
Станция 5, ил глинистый теку- чий (более мел- кие фракции)	поверхностный	71	164
	1 м от дна	38	87

Для участка канала, где основную долю составляет мелкозернистый грунт, время «самоочищения» существенно больше, т.к. осаждение мелких фракций происходит медленнее. В проведенных экспериментах оно составило 1.5 ÷ 3 часа. Примечательно, что время осаждения в поверхностном горизонте на участке канала с илистыми грунтами оказалось почти в два раза больше, чем в придонном горизонте. Причина этого парадокса кроется в том, что при прохождении судов по этому участку придонный горизонт насыщают также и более крупные фракции, которые, давая существенный вклад в величину массовой концентрации в начальный момент, быстро «уходят» из взвешенного состояния из-за высокой скорости осаждения. В то время как мелкие фракции еще долго остаются во взмученном состоянии как в придонном так и в приповерхностном горизонтах.

Заключительные замечания

В работе впервые получены данные о фактических скоростях осаждения взвеси непосредственно после прохождения судов, которые могут быть использованы для оценки воздействий на состояние окружающей среды в водных акваториях, характеризующихся наличием таких гидротехнических сооружений как навигационные каналы. Результат достаточно универсален и применим как к морским так и пресноводным портам (реки, водохранилища).

Фоновую концентрацию взвеси в судоходных каналах можно определить как природно-техногенную, т.к. только часть ее формируется за счет твердого стока. Немалая доля (до 20% для Калининградского морского канала) в содержании взвешенных частиц обусловлена их взмучиванием из-за регулярного прохождения судов.

После прохождения судна по невозмущенной части канала происходит закономерное повышение концентрации взвеси. При этом наибольшее повышение происходит в придонных горизонтах – в среднем в два и более раза по сравнению с фоновыми значениями на этих горизонтах.

Стабилизация структуры воды по содержанию взвеси наступает неодинаково на участках канала, имеющих различный состав подстилающих грунтов. Быстрее она наступает на участках, где во взвеси преобладают частицы песчаной и алевритовой размерности, медленнее – при преобладании мелких, пелитовых частиц. К примеру, через 20 минут после прохождения судна над участками дна, в составе которых преобладают крупнозернистые частицы, среднее превышение концентрации взвеси над фоном подает до одной четверти. В то же время над грунтами, в составе которых преобладают тонкозернистые частицы, превышение концентрации через 20 минут уменьшается всего лишь на 10%.

Проходя по навигационному каналу, суда взмучивают осадок на всем его протяжении, оставляя за собой взмученный след, который тянется за судном. В работе изучался акт единичного воздействия на поле взвеси в фиксированной точке со стороны проходящего судна: в каждой точке канала концентрация взвеси увеличивается сразу после прохождения судна, и, далее, происходит уменьшение амплитуды «всплеска» концентрации. Максимальное значение этой амплитуды зависит только от характеристики грунтов и осадки судна, а максимум концентрации приходится на придонный горизонт. Учитывая характерные времена осаждения осадка за проходящими судами в случае грунтов, сложенных из глинистых илов, и принимая характерную скорость движения судов по каналу равной шести узлам, можно получить оценки для длины «шлейфа» взмученного осадка. Для поверхностного слоя длина «шлейфа» за проходящим судном составляет 16-17 км, а поскольку время релаксации в придонном горизонте больше, то и шлейф там более «длинный»: после проходящего судна он составляет 22-25 км.

Благодарности

Авторы выражают признательность руководству Калининградского филиала ФГУ «Росморпорт» и Администрации порта Калининград за всестороннюю помощь, оказанную в проведении работ, а также гранту РФФИ 07-05-10047 за поддержку работ.

Литература

1. Давыденко Л. Калининградский морской канал./ Морская Администрация порта Калининград (при участии Н.С.Лядвик, В.В. Кукарин, М.Ю. Дуркин, А.Г. Тимофеев, Б.Б. Михайлов).- ООО «Калининградский печатный двор, 2001.- 79 с.
433. Отчет о НИР «Исследование водной взвеси в Калининградском морском канале при проведении дноуглубительных работ, а также после прохождения различного типа судов» / Рук. – Б.В. Чубаренко, отв. исп. – В.А. Чечко.- АОИОРАН.-2003.-32 с.
434. Лисицын А.П. Методы сбора и исследований водной взвеси для геологических целей / Тр. ИОРАН- т. 19. - 1956.
435. Материалы для получения разрешения на производство дноуглубительных работ на акватории порта Калининград и Калининградском морском канале, Ленморниипроект, 2002.

О ГИПОТЕЗЕ КОНВЕКТИВНОГО ФОРМИРОВАНИЯ ЛЕТНЕГО ПРИБРЕЖНОГО АПВЕЛЛИНГА

Чубаренко И.П., Афон В.В., Демченко Н.Ю.

Атлантическое отделение Института океанологии им. П. П. Шириова РАН

Результаты лабораторных экспериментов по прогреву через поверхность бассейна с наклонным дном, трёхмерное негидростатическое численное моделирование этого процесса для масштаба прибрежной зоны озера, простая аналитическая модель и анализ натуральных данных позволяют обосновать гипотезу о возникновении прибрежного апвеллинга в результате работы механизма горизонтальной конвекции. Показано, что движущим звеном этого механизма является направленная к берегу конвективная струя, формирующаяся на глубине порядка $0.4 D$ (D -глубина прогрева) из-за горизонтального градиента давления. Суточный ритм прогрева приводит к образованию своеобразного насоса, подающего глубинные воды в области конца склона либо в под-поверхностный слой (днём), либо к самой поверхности (ночью).

Введение

Общепринято считать, что основной причиной возникновения прибрежного апвеллинга является действие ветра: вдольбереговой или сгонный ветер формирует Экмановский транспорт в верхнем слое, который и компенсируется поступлением вод из глубин (см., например, [3]). При этом, однако, исследователи отмечают отсутствие прямой и однозначной связи между этими событиями: как наличие «нужного» ветра достаточной продолжительности может не приводить к формированию апвеллинга, так и апвеллинг может возникать при ветрах других направлений или вовсе в их отсутствие [2]. В то же время, гипотеза ветрового происхождения апвеллинга оставляет открытыми многие вопросы. Почему прибрежные апвеллинги формируются в основном в тихую летнюю погоду, а не осенью, когда ветра наиболее сильны? Или весной, когда сезонный термоклин ближе всего к поверхности? Почему для апвеллинга характерно образование филаментов и грибо-

видных структур, в то время как длительное механическое действие ветра, несущего одни водные массы в область других, приводит к формированию фронтального раздела другого - интрузионного - характера? Почему апвеллинги «любят» пологие и ровные, а не приглубые склоны, хотя по ним холодной воде нужно подниматься по склону десятки километров? Почему зона апвеллинга чаще всего отстоит от берега на несколько километров? Изучая в природных водоёмах, в лабораторном и численном эксперименте горизонтальную конвекцию, вызываемую прибрежным прогревом, авторы получили данные, позволяющие выдвинуть гипотезу о возможности конвективного происхождения летнего прибрежного апвеллинга.

Структура горизонтальной конвекции, вызванной прибрежным прогревом, по данным лабораторного эксперимента.

Эксперименты по прогреву бассейна с наклонным дном проводились в Атлантическом отделении Института океанологии РАН. Пятиметровый лоток с двухметровой наклонной плоскостью ($A=0.08$) заполнялся водопроводной (глубина $H = 15.5$ см) водой температуры $7-9^{\circ}\text{C}$, которая перед началом экспериментов тщательно перемешивалась и отстаивалась – до успокоения движений. Стенки и дно лотка были теплоизолированы 1.5-сантиметровым пенополистиролом, и прогрев осуществлялся либо (I) лампами накаливания (теплоприток, рассчитанный по изменению теплосодержания бассейна составлял порядка 1200 Вт м^{-2}) либо (II) теплообменом с воздухом в комнате ($20-21^{\circ}\text{C}$, теплоприток порядка 140 Вт м^{-2}). Вертикальные и горизонтальные профили температуры воды измерялись ртутными термометрами, деформации треков трассера (KMnO_4) фиксировались цифровыми фото и видеокамерами.

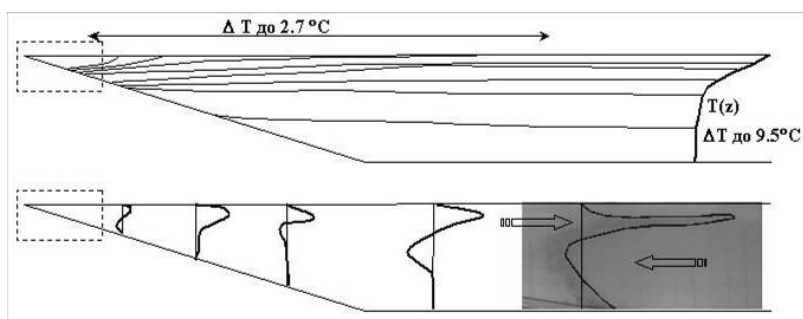


Рис.1. Схема поля температур (вверху) и поля течений (внизу) в лабораторном лотке при прогреве через поверхность.

Общая схема полей температуры и течений по результатам экспериментов представлена на рис.1. Оказалось, что в начале эксперимента мелководная при-склоновая часть прогревается существенно быстрее, а затем – через 30 мин (для обоих вариантов прогрева) рост температуры и в мелководной, и в глубокой части

становится линейным (достоверность аппроксимации 0.96-0.99 в течение следующего получаса). Разница температур стабилизировалась на $2^{\circ}\text{C}\cdot\text{м}^{-1}$ (I вариант прогрева) и $0.35^{\circ}\text{C}\cdot\text{м}^{-1}$ (II вариант прогрева), что соответствует горизонтальному градиенту плотности в верхних слоях над склоном порядка $0.34\text{ кг}/\text{м}^3/\text{м}$ (I) и $0.03\text{ кг}/\text{м}^3/\text{м}$ (II), или $1/\rho\cdot\partial\rho/\partial x\sim 3\cdot 10^{-4}\div 3\cdot 10^{-5}\text{ м}^{-1}$. Горизонтальные профили температуры показывают её плавное повышение по мере уменьшения глубины, причём после 30-минутного установления вид профиля со временем практически не изменяется: с дальнейшим прогревом, все части лотка прогреваются одинаково, и можно говорить о некотором квазистационарном состоянии. Вертикальные профили температуры имеют экспоненциальный характер, причём на мелководье стратификация жёстче, т.е. падение температуры с глубиной происходит быстрее, что позволяет предположить некоторый подпор вод снизу. На глубине 4-8 см формируется термоклин, который со временем заглуживается.

Наиболее интересным моментом оказалась сформировавшаяся структура течений (см. рис.1): прогретая вода оттекала в глубокую часть не по поверхности, как ожидалось, а в под-поверхностном слое (глубина распространения «носика») 1-2 см, или $\sim 0.1 D$, и компенсационное течение «к берегу» формировалось не вдоль склона («вверх по склону»), а горизонтально, в слое непосредственно под течением «с берега» (максимум скорости возвратного течения на глубине 6 см = $0.4 D$ (I)). С развитием процесса, под этими слоями становились заметны третий и четвёртый слой, с течением попеременно от- и к берегу. В целом, движения носят конвективный характер, течения (особенно на поверхности) переменны и по величине, и по направлению. Скорости течений в под-поверхностной струе и компенсационном течении не превышали $1.7/0.6\text{ мм}\cdot\text{с}^{-1}$.

В целом, картина водообмена, особенно в глубокой части, имеет много общего с решениями, полученными теоретически в [1] для задач конвекции в плоскопараллельных слоях жидкости при наличии горизонтальных или вертикальных градиентов температуры: водообмен реализуется струями, вторичное течение неустойчиво и склонно к образованию конвективных ячеек, роликов и вихрей.

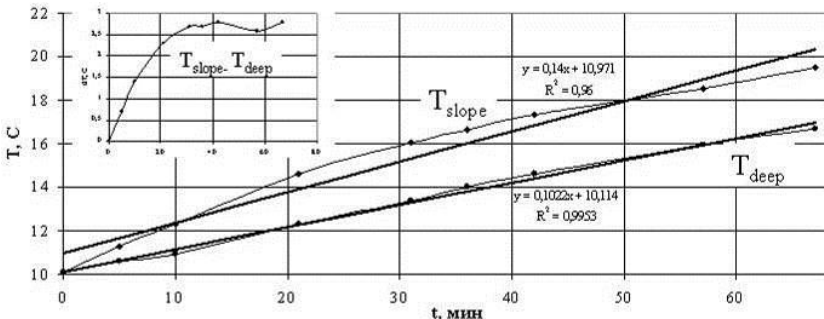


Рис.2. Рост температуры воды в поверхностном слое со временем в глубокой части лотка и над серединой склона. На врезке - разница между ними.

Аналитическая модель.

Результаты лабораторного эксперимента убеждают, что основным фактором, движущим циркуляцию, является горизонтальный градиент давления. Альтернативой могло бы быть «разливание» тёплых вод по поверхности, но тогда профиль течения был бы другим, да и скорости имели бы другой порядок. Действительно, наклон уровня из-за термического расширения воды на верху склона имеет порядок $\beta \sim \alpha \cdot \Delta T \sim 10^{-4} - 10^{-5}$, и соответствующие скорости «скатывания по поверхности» очень малы. Рассмотрим более внимательно изменение с глубиной величины горизонтального градиента давления бассейне с наклонным дном и сформировавшимся вследствие этого горизонтальным градиентом температуры воды, принимая для простоты его поверхность горизонтальной. Обозначим полную глубину бассейна H , а глубину прогрева $-D$, $D < H$. Тогда (в предположении горизонтальности поверхности) горизонтальный перепад давления $\Delta p_{гориз} = (\rho_1 - \rho_2) \cdot g \cdot z$ равен нулю на поверхности, где $z = 0$, и на глубине D , где $(\rho_1 - \rho_2) = 0$, а между этими уровнями везде направлен в сторону берега, поскольку прибрежная вода легче вод открытой части. Очевидно, что на некоторой глубине Z_p в прогреваемом слое имеется максимум горизонтального перепада давления, и он также направлен к берегу.

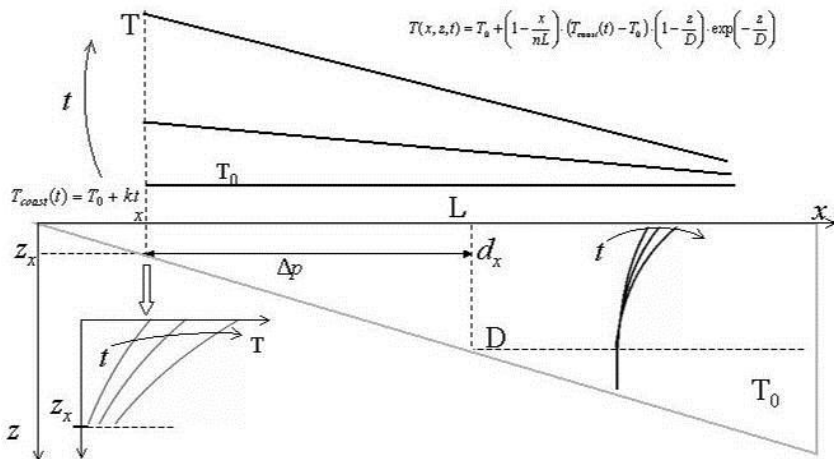


Рис.3. К аналитической модели прибрежного прогрева.

Определим глубину расположения этого максимума для математически ясного случая. Рассмотрим бассейн с наклонным дном (см. рис.3), в котором некоторая начальная температура воды была везде T_0 , у самого берега составляет $T_{coast}(t)$, которая растёт со временем, и в любой момент времени температура линейно падает с расстоянием от берега x . Потребуем также экспоненциального падения тем-

пературы от поверхности до глубины D , ниже которой она с течением времени не меняется, оставаясь равной T_0 . Расстояние от берега до этой глубокой части обозначим за L , тогда $\operatorname{tg} \beta = D/L$. Легко показать, что поле температур тогда описывается функцией

$$T(x, z, t) = T_0 + \left(1 - \frac{x}{nL}\right) \cdot (T_{\text{coast}}(t) - T_0) \cdot \left(1 - \frac{z}{D}\right) \cdot \exp\left(-\frac{z}{D}\right) \quad (1)$$

Здесь $n > 1$ – некоторое число.

Считая плотность линейной функцией температуры $\rho = \rho_* - \alpha_* T$, найдем разность гидростатических давлений в глубокой и мелкой части на некотором горизонте и её зависимость от глубины:

$$\Delta p = \int_0^d (\rho_* - \alpha_* T(x_{\text{глуб}}, z, t)) g dz - \int_0^d (\rho_* - \alpha_* T(x_d, z, t)) g dz \quad (2)$$

Здесь первый интеграл есть гидростатическое давление на глубине d в глубокой части бассейна, где прогрев не достигает дна (полная глубина $d_{\text{глуб}} > D$), а второй – давление на той же глубине d над склоном в месте, где именно d есть полная локальная глубина. Подстановка (1) в (2) и интегрирование дают:

$$\Delta p = \alpha_* g \int_0^d [T(x_d, z, t) - T(x_{\text{глуб}}, z, t)] dz = \alpha_* g \frac{(T_{\text{coast}} - T_0)}{\beta} d (D - d) \exp\left(-\frac{d}{D}\right). \quad (3)$$

Функция (3) имеет максимум $(\Delta p)' = 0$ при $d = 0.38D$. Таким образом, на глубине $0.38D$ существует максимум горизонтальной разности давлений, толкающий воды глубокой части к берегу. Его положение не зависит от других параметров задачи – уклона дна β , разности температур по горизонтали, коэффициента термического расширения, вида вертикального профиля температуры. Логично полагать, что при увеличении глубины прогрева будет заглубляться и положение этого максимума.

Аналогичный анализ был проведён и для более близкого к реальности логарифмического профиля падения температуры с расстоянием от берега. Полностью аналитическое решение в такой постановке невозможно, однако численное интегрирование даёт при различных параметрах логарифмического профиля глубину расположения максимума от $0,26D$ до $0,39D$. Оно не зависит от интенсивности

прогрева, а зависит только от разности температур между глубокой и мелкой частью: чем больше эта разница, тем выше располагается максимум давления.

Таким образом, на глубине порядка 0.3-0.4 от глубины прогрева существует максимум горизонтального перепада давления, толкающий воды в сторону берега. Данные лабораторного эксперимента показывают, что возвратное течение в глубокой части формируется именно на этой глубине (см. рис. 1), а в области над склоном уровень максимума скорости течения поднимается всё выше (в соответствии с уменьшением локальной глубины).

Численное моделирование.

Моделирование проводилось на трёхмерной негидростатической численной модели MIKE3-FlowModel (DHI Water&Environment, <http://www.dhi.dk/>). Модельный бассейн глубиной 50 М, длиной 5 КМ и шириной 1.5 КМ имел склон длиной 2.5 КМ (уклон дна 0.02, или $\sim 1^\circ$) и начальную линейную стратификацию температуры по глубине. Расчёты проводились на прямоугольной сетке с ячейкой 50 x 50 М, шаг по вертикали 1 М, шаг по времени 3 сек. Прогрев обеспечивался заданием суточного хода солнечной радиации для средних широт и турбулентным теплообменом с более тёплым воздухом ($T_{air}=30^\circ\text{C}$, $T_{in\ water\ surface}=22^\circ\text{C}$) в течение 10 дней. Поскольку целью расчётов была демонстрация структуры течений, вызываемых именно прибрежным прогревом, все прочие возможные источники движений, включая ветер, были исключены.

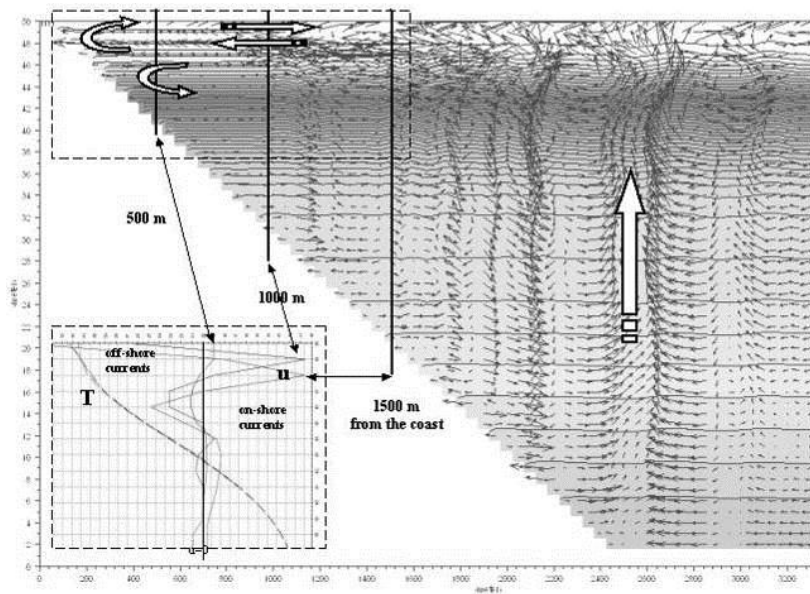


Рис.4. Результаты численного моделирования. Поле температур и течения, возникающие при прогреве над прибрежным склоном.

Один из моментов расчёта представлен на рис. 4. Начальная линейная термическая стратификация в ходе прогрева приобрела типичный для природных бассейнов вид, с термоклином, расположенным на глубине 6-8 м. Течения во всём бассейне чётко следуют суточному ритму: интенсивный дневной прогрев рождает горизонтальные движения, относительно сильные – до 2 см с^{-1} – в поверхностном слое прибрежной части. В самом поверхностном слое тёплые воды оттекают в глубокую часть, в то время как сразу под ними, как и в лабораторном эксперименте, формируется течение в сторону берега. Важно, что интенсивные горизонтальные движения охватывают верхние слои только в надсклоновой части, где дневной прогрев особенно заметен, а в более глубокой области таких сильных движений нет. При этом заметно, что идущее к берегу подповерхностное течение явно питается у конца склона водой снизу, а не из глубокой части: на рис. 4 этот факт отмечен вертикальной белой стрелкой. Ещё более интересным является видоизменение этой циркуляции в ночное время: горизонтальные течения от берега ослабевают, но восходящее движение над концом склона не прекращается! Но теперь поднимающиеся холодные воды питают самый верхний слой, где возникает некоторый «дефицит» воды: справа от зоны апвеллинга (на рисунке) и далее в глубокой части продолжается общее «дневное» движение от берега, а вот приток слева с окончанием прогрева значительно ослаб. Таким образом, над концом склона возникает своеобразный насос, подающий холодные глубинные воды днём – в подповерхностный слой (3-4 м в модели), ночью – на поверхность.

Сравнение с натурными данными.

Натурные данные, полученные авторами в прибрежной зоне Балтийского моря [4], позволяют с достаточной долей уверенности говорить, что описанный выше механизм действительно работает и в природных водоёмах. Здесь мы приведём аргументы в пользу выдвинутой гипотезы, найденные в работах других авторов.

Так, в работе [5] на основании анализа спутниковой SST-информации показано, что крупномасштабные прибрежные апвеллинги в Балтике практически всегда (i) располагаются *вдоль* береговой линии; (ii) следуют локальным изобатам; «предпочитают» области с (iii) ровной батиметрией и (iv) однородным и небольшим уклоном дна (2-3 метра на километр), в то время как области с нерегулярной батиметрией характеризуются низкой частотой их возникновения. Это находится в полном соответствии с вышеописанным: максимальные горизонтальные градиенты температуры (плотности) образуются именно над пологим ровным дном, а возникающие в толще вод движения – горизонтальны, так что холодное подповерхностное течение встречает береговой склон именно «вдоль одной изобаты».

В этой же работе, а также в статье [2], указано, что и в Ботническом, и в Каспийском море для фронтов апвеллинга характерно образование серий параллельных берегу фронтальных разделов. Эта особенность также находит объяснение в рамках выдвинутой гипотезы: во-первых, всем конвективным процессам свойственен именно «пульсирующий» характер, во-вторых, наше численное моделирование продемонстрировало суточный ритм «подачи» холодной воды к поверхности.

Ещё одна интересная черта апвеллинга, наблюдавшаяся в Финском заливе [5] и хорошо согласующаяся с выдвинутой гипотезой: при его развитии тёплые воды над склоном иногда ограничены холодными с обеих сторон – и от берега, и от глу-

бокой части. И там, и в Каспии [2], отмечаются полосы холодных вод, ориентированные вдоль изобат. Приводятся спутниковые снимки восточного берега Ботнического моря в июле 1998 г., где более тёплая прибрежная полоса (порядка 10 км шириной) встречается с зоной холодного апвеллинга над глубинами около 20 м. При глубине залегания сезонного термоклина порядка $D \sim 30$ м, это составляет 0.6-0.7 D – несколько больше глубины возникновения холодного течения из открытой части к берегу, предсказанного аналитической моделью.

Выводы.

Высказанная гипотеза о возможности конвективного происхождения прибрежного апвеллинга позволяет не только естественным образом снять вопрос о том, почему связь апвеллинга с ветром неоднозначна. Она позволяет объяснить и многие его характерные черты: параллельность изобатам и приверженность пологим и ровным склонам; максимальную частоту возникновения – летом, в тихую и жаркую погоду; многофронтальность и перемежаемость полос холодной и тёплой воды. Образование филаментов и грибовидных структур может быть объяснено самой природой конвективных течений – они являются «горизонтальными аналогами» термик, возникающих при вертикальной конвекции.

Предложенная модель развития апвеллинга даёт и новые знания о структуре водообмена при апвеллинге. Активным движущим звеном циркуляции служит глубинная струя, возникающая из-за разности гидростатических давлений в глубокой и мелкой частях бассейна. Собственно апвеллинг (подъём глубинных вод) происходит не вдоль склона, как это считалось ранее, а в узкой области над концом склона, где суточный ход прогрева обеспечивает ритмичную подкачку холодных вод либо к поверхности, либо в подповерхностный слой. Вторичная область апвеллинга возникает в мелкой части – где глубинная струя встречается с подводным склоном. Таким образом, величина общего водообмена при апвеллинге определяется расходом глубинного течения, который, в свою очередь, обусловлен конвективными законами [2], т.е. пропорционален горизонтальному перепаду плотности и вертикальному масштабу течения.

Работа выполняется при поддержке гранта РФФИ 07-05-00850.

Литература

1. *Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М., Непомнящий А.А.* Устойчивость конвективных течений. Москва: «Наука», 1989. 492 стр.
436. *Гинзбург А.И., Костяной А.Г., Соловьёв Д.М., Шеремет Н.А.* Фронтальная зона апвеллинга у восточного побережья Каспийского моря (спутниковые наблюдения). Исследование Земли из космоса, №4, 2006. Стр. 3-12.
437. *Шулейкин В.В.* Физика моря. Москва: «Наука», 1968. 1084 стр.
438. *Chubarenko, I., S.Shchuka, N.Chubarenko, N.Ryzhikov.* Day-night water dynamics in coastal zone. Volume of abstracts of Baltic Sea Science Congress, March 19-22, 2007, Rostock, Germany. Part II, p.27.
439. *Kahru, M., Hakansson, B., Rud, O.* Distributions of the sea-surface temperature fronts in the Baltic Sea as derived from satellite imagery. Continental Shelf Research, Vol.15, No.6, pp. 663-679, 1995

АНАЛИЗ НЕВЯЗОК РЕЗУЛЬТАТОВ ДИСТАНЦИОННЫХ И КОНТАКТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ПО НЕКОТОРЫМ АКВАТОРИЯМ БАЛТИЙСКОГО МОРЯ

Чугаевич В.Я., Сапожникова Е.В., Архипова К.В., Гриценко В.А.

Российский государственный университет им. И.Канта

Оперативный контроль за состоянием водных экосистем и их мониторинговые наблюдения с необходимостью требуют опоры на массовые спутниковые данные. В работе выполнен анализ невязок судовых и спутниковых измерений температуры поверхностного слоя в некоторых акваториях Балтийского моря. Анализ показал, что в зонах возможного интенсивного орографического вихрепорождения разница в показаниях может превышать 1°С. Сравнение результатов измерений силы и направления приводного ветра на метеостанциях и по спутниковым данным позволило обнаружить наличие нескольких областей существенного расхождения показателей. Т.о., во всех обнаруженных областях требуется дополнительные исследования для полного охвата исследуемых акваторий Балтийского моря.

Основные послылки

Водные экосистемы акваторий Юго-Восточной и Центральной Балтики, Куршского и Вислинского заливов являются существенными компонентами природной среды Калининградской области. Площадь российской части Вислинского залива составляет около 480 км², площадь российской части Куршского залива — около 1114 км², а площадь только территориальных прибрежных вод Балтийского моря около 2400 км², что в сумме дает около 4000 км². Это примерно четверть сухопутной площади Калининградской области. Очевидна роль состояния этих экосистем для развития региона. Вместе с тем, наблюдения за прилегающими к Самбийскому полуострову прибрежными водами проводятся крайне нерегулярно как во времени, так и по охвату акваторий. В 2005 г была принята директива европейского парламента в области политики морской экологии до 2021 г /9/, которая должна привести к активизации региональной деятельности по разработке подходов к оценке геоэкологического состояния водной среды в пределах своих территориальных вод. Т.о., разработка технологии системных наблюдений за водными экосистемами Калининградской области действительно стоит в повестке дня.

Очевидно, что оперативный режим наблюдений по указанным площадям водных экосистем могут предоставить лишь спутниковые дистанционные методы /5,6,7,11/. При этом доступным и надежным датчиком, результаты измерений которым свободно распространяются, является AVHRR (усовершенствованный радиометр высокого разрешения), который выдает радиационную температуру. Пространственное разрешение имеет ряд от 4x4 км до 1°x1°, временное разрешение от суток до годового осреднения. Этих данных вполне достаточно для мониторинга. Насколько им можно доверять? Как известно /6,11,12/, все морские спутниковые данные верифицируются на специальных буйковых полигонах в открытом океане. Для прибрежных районов и, тем более, окраинных морей приходится вводить специальные региональные коэффициенты /12/. Разработка и введение подобных коэффициентов достаточно трудоемки и требуют большого количества подспутниковых наблюдений.

Целью данной работы является анализ применимости данных спутниковых наблюдений для систематического изучения акваторий Центральной и Юго-Восточной Балтики.

Температура поверхности моря

Верификация данных измерений температуры поверхности моря, полученных датчиком AVHRR, была выполнена с использованием массивов зондовых контактных измерений температуры 18 рейса НИС «Академик Иоффе» (21-25 апреля 2005 г) и 45 рейса НИС «Профессор Штокман» (январь 2000 г). Из судовых измерений была взята температура верхнего метра водной толщи, измеренная STD зондами SeaBird 19 (НИС «Ак. Иоффе») и Idronaut 316 (НИС «Профессор Штокман»). ТПО получен из четверть градусный массива ТПО NOAA, отнесенного к неделе измерений.

Анализ спутникового снимка ТПО Балтийского моря, осредненном за период 20-26 апреля 2005 г, и с разрешением 1/4 градуса, показал, что как и следовало ожидать /2,3/ вся центральная часть Балтики в районе Готландской впадины изотермична с температурой около 4°C при практически полном отсутствии градиентных зон. В юго-западной части, через Датские проливы, по всей видимости наблюдался заток более теплых вод Северного моря в Балтику. В Скагерраке волные массы с поверхностной температурой от 8.0 до 8.5°C, пройдя через Датские проливы, на меридиане 12°E образуют сезонный фронт с температурой 7.0°C. Далее, при перемещении на восток, этот фронт медленно размывается, создавая изотерму 6.0°C к востоку от о. Рюген (меридиан 13.5°E), причем к северу эта изотерма отклоняется на запад, видимо в связи с течением, выносящим поверхностные воды из Балтики. На меридиане 14°E наблюдается растянутый термический фронт, продолжающийся почти на полградуса на восток, с понижением температуры до 5.0°C. Далее на восток, вдоль маршрута движения НИС «Академик Иоффе», температура поверхностных вод остается практически однородной с температурой около 4.5°C. Существуют чуть более теплые (до 5.5°C) прибрежные фронты. Заметное потепление можно констатировать лишь в Гданьском заливе, где температура на поверхности моря повышается до 8.0°C. Фронт пролегает от основания косы Хель до п. Балтийск, с повышением температуры вглубь залива. Т.о., наиболее изотермичный участок вдоль маршрута движения судна располагался на участке от траверза о. Борнхольм до основания косы Хель.

Для сравнения с описанными зондовыми измерениями поверхности моря был выбран массив данных NOAA, с разрешением в 1/2 градуса, ценность которого заключалась в том, что он был осреднен за трое суток, а не за неделю, и по времени приведен к 09:00 утра 26 апреля 2005 г, т.е. ко дню выполнения судовых станций. Из-за плохих метеоусловий небольшая часть спутниковых данных отсутствовала.

График температуры, построенной по измерениям с борта НИС «Ак. Иоффе» вдоль линии хода, в целом хорошо воспроизводит характер распределения температуры, наблюдаемый по спутниковому снимку. Для анализа невязок судовых и спутниковых показаний температуры поверхности моря были отобраны центры квадратов ДДЗ, лежащие в непосредственной близости (не более 1.5 мили) от произведенных станций и нанесены на график контактной температуры. Оценка величин невязок показала (см. рис. 3), что участок совпадения контактной и дистанци-

онной температур оказался весьма мал - от 16.5 до 17.5°E долготы. В остальных случаях имели место расхождения от 0.3 до 1.2°С.

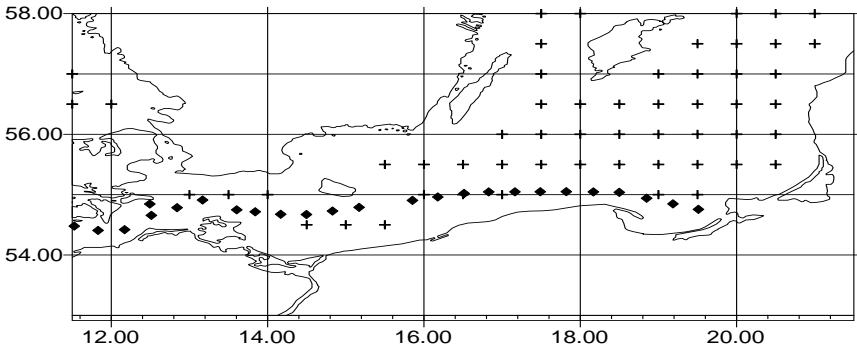


Рис. 1. Карта станций (▲) 17 рейса НИС «Академик Иоффе» и середины квадратов спутниковых измерений (+) ТПО

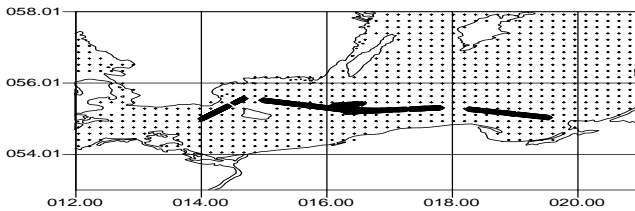


Рис. 2. Маршрут гидрологических работ 45 рейса НИС «Профессор Штокман» (***) и середины квадратов спутниковых измерений (+) ТПО

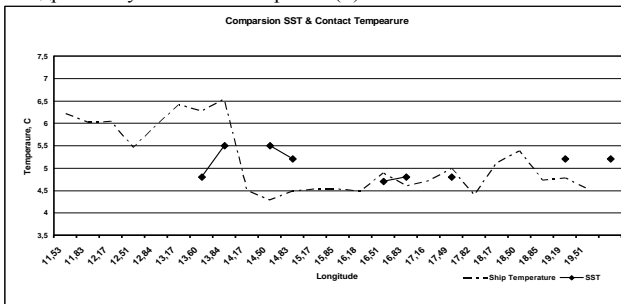


Рис. 3. Сравнение спутниковой и контактной температуры в 17 рейсе НИС «Академик Иоффе»

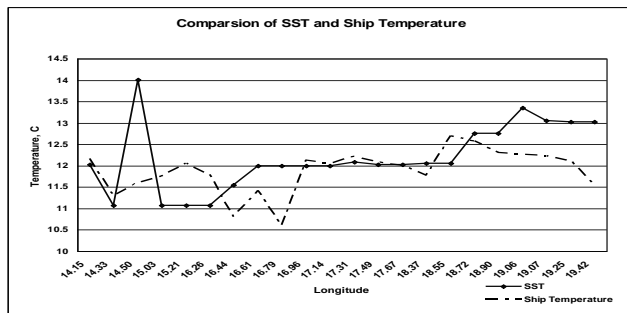


Рис. 4. Сравнение спутниковой и контактной температуры в 45 рейсе НИС «Профессор Штокман»

Географическая привязка величин невязок показала, что максимум расхождения (по модулю) имеет место в районах $12.8 - 12.9^{\circ}\text{E}$, $13.2 - 14.7^{\circ}\text{E}$, $15.0 - 15.1^{\circ}\text{E}$ и $19.0 - 19.5^{\circ}\text{E}$. Район западнее 12.8°E не рассматривался из-за возможных краевых эффектов. Абсолютный максимум расхождения составил 1.2°C в окрестности точки 14.5°E , 55.2°N .

Сравнительный анализ зондовых и спутниковых данных для периода 45 рейса НИС «Проф. Штокман» показал, что аномалии встречаются практически в тех же местах, но отсутствовали в районе $14.33 - 16.96^{\circ}\text{E}$ и $19.06 - 19.42^{\circ}\text{E}$ долготы, т.е. сравнительно глубоководных для Балтики Арконском и Гданьском бассейнах.

Полученные распределения невязок величин измеренных температур позволили обнаружить отчетливо выраженные аномалии в районе Слупского порога и в северной части Гданьского залива.

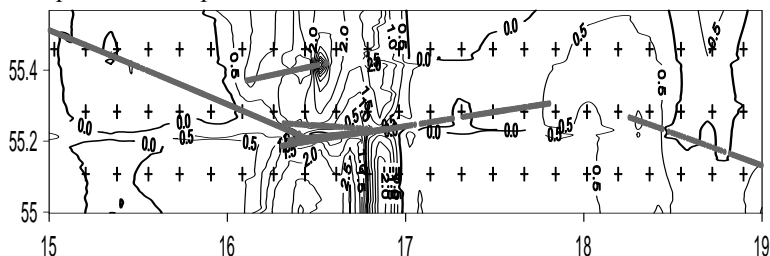


Рис. 5. Изолинии разницы температуры ($^{\circ}\text{C}$) поверхностного слоя Балтики по зондовым и спутниковым измерениям (+) для периода времени 45 рейса НИС «Профессор Штокман» (***)

Итак, как оказалось, даже в случае весеннего почти изотермического распределения температуры в поверхностном слое Балтийского моря со слабовыраженными межнедельным ходом и пространственной изменчивостью имеет место значительные расхождения между судовыми и спутниковыми измерениями температуры поверхностного слоя моря. Значения этих расхождений перекрывают аппа-

ратные и методические ошибки. Зоны аномалий в измерениях температуры лежат в районе Слупского порога (16.5-17.0E, 55.2-55.6N), порога к юго-западу от о. Борнхольм (14.9E, 54.8N) и, возможно на гряде в северо-западном углу Гданьского бассейна (19E, 55N). Т.е., аномалии разности контактной и спутниковой ТПО скорее всего привязаны к акваториям Балтики с большим перепадом глубин и потенциально высокими орографическим эффектами.

Вполне можно ожидать, что на мелководном побережье Самбийского полуострова, особенно в районе м. Таран (19.8E, 54.8N), и восточной части Гданьского залива (19.6E, 55.5N), в местах интенсивного вихреобразования также будет иметь место значительное расхождение между контактной и спутниковой температурой.

Приводный ветер

На сегодняшний день ветровой режим над регионом Балтийского моря изучен достаточно полно на основании данных береговых метеостанций и судовых наблюдений /1,4,8/. Однако, данные контактных измерений ветра на береговых метеостанциях, сеть которых по побережью Балтийского моря достаточна частая, не могут дать точного представления о распределении ветра над акваторией открытого моря. Число судовых наблюдений в настоящее время недостаточно. В данном разделе работы проводится сравнительный анализ приводных метеусловий (скорости и направления ветра), полученных в открытой части Балтийского моря по спутниковым данным /10/ с наблюдениями на береговых метеопостах /13/.

Основным элементом анализа данных *по силе ветра* стали карты полей корреляции между силой ветра на текущей станции, и силой ветра в узлах спутниковой сетки. Все построенные распределения значений коэффициента корреляции между контактными и дистанционными измерениями силы ветра были разбиты на 6 групп. В основе разбиения лежит качественное подобие изменчивости этого коэффициента внутри каждой группы. Высокие значения коэффициента корреляции (больше 0,7) на акватории Балтийского моря свидетельствуют о том, что при усилении силы ветра на станции, происходит его усиление и на прилегающей к станции акватории. Соответственно при ослаблении силы ветра на станции происходит его ослабление и на прилегающей к ней акватории. Значения коэффициента корреляции меньше 0,5, могут свидетельствовать об асинхронности связи между силой ветра на метеостанции и силой ветра в открытом море .

Для исследований взаимосвязи *направления ветра* над акваторией моря и над береговыми метеостанциями были рассчитаны преобладающее направление ветра и его устойчивость за исследуемый период. В качестве преобладающего направления выбиралось направление ветра по 45-градусным румбам, имеющее наибольшую повторяемость. Значение наибольшей повторяемости рассматривалось как устойчивость выбранного направления за рассматриваемый период. Не высокие значения повторяемости преобладающего направления ветра над акваторией моря (15-25%) свидетельствуют о его значительной синоптической изменчивости.

Проведенное исследование позволило выделить районы побережья Южной и Центральной Балтики по характеру связи наблюдаемой над ним силы ветра с силой ветра над акваторией моря. Как оказалось, наибольшие значения коэффициента корреляции наблюдаются на станциях, расположенных на юго-восточном, восточном побережье Балтийского моря (рис. 6). Наименьшие значения корреляции

наблюдаются для станций, расположенных на берегах Германии и Польши (юго-западная часть Балтики). Невысокие значения коэффициента наблюдаются для данных шведских метеостанций

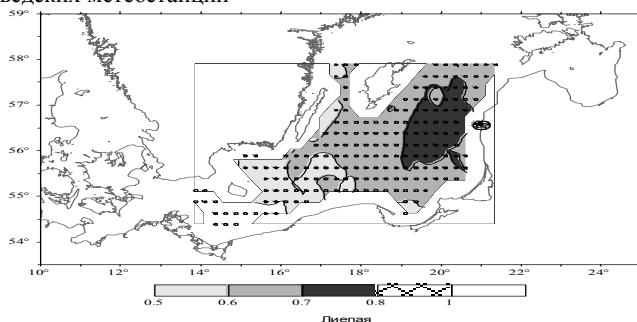


Рис. 6. Распределение значений коэффициента корреляции между контактными и дистанционными измерениями силы ветра для группы станций 1 (Лиепая).

По распределению направления ветра над акваторией моря и по береговым метеостанциям были получены следующие результаты (рис. 7). Районы наибольшей устойчивости направления ветра располагались к востоку от о. Борнхольм, между берегами Швеции и Польши, а также между о. Готланд и побережьем Латвии. К востоку от о. Борнхольм преобладал однородный западный перенос. На севере исследуемого района к востоку от о. Готланд преобладали ветры западного и юго-западного направлений. Значительная часть Центральной Балтики и Юго-Восточной Балтики характеризовалась неоднородным и неустойчивым по направлению ветром. Преобладающими были ветры западного, юго-западного и северо-западного направлений.

Преобладающее направление ветра на береговых метеостанциях, в отличие от акватории моря, имело более устойчивый характер. На многих станциях повторяемость преобладающего направления достигала значений 30%. Следует отметить, что распределение повторяемости ветра по станциям не везде совпадало с районами повышенной или пониженной повторяемости над акваторией моря.

Преобладающее направление ветра на береговых метеостанциях, в отличие от акватории моря, имело более устойчивый характер. На многих станциях повторяемость преобладающего направления достигала значений 30%. Следует отметить, что распределение повторяемости ветра по станциям не везде совпадало с районами повышенной или пониженной повторяемости над акваторией моря.

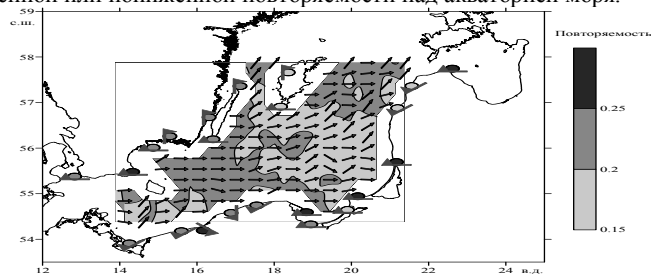


Рис. 7. Распределение преобладающего направления ветра (стрелки) и его повторяемости (изолинии) над акваторией Балтийского моря по данным спутника QuikSCAT и над береговыми метеостанциями по данным контактных измерений (01.02-30.09.2003 г.)

Сравнивая особенности изменчивости скорости ветра над акваторией Балтийского моря и ее связь со скоростью ветра на береговых метеостанциях можно отметить, что наибольшие и наименьшие коэффициенты корреляции наблюдаются в районах повышенной скорости ветра. Однако, если у восточного побережья моря изменчивость скорости ветра относительно высокая и наблюдается хорошая связь колебаний скорости ветра над морем и над сушей, то у западных берегов изменчивость скорости ветра незначительная, а связь колебаний скорости ветра над морем и над сушей практически отсутствует.

Скорее всего, в юго-восточной части Балтийского моря ветер над сушей и над морем меняется синхронно (одномоментно), что позволяет экстраполировать данные береговых метеостанций на часть акватории открытого моря. Также, это вполне может свидетельствовать о том, что действительно в нашем районе Балтийского моря происходит смена направления циркуляции с зонального на меридиональное и результирующий поток идет вдоль побережья, что подтверждается опытными данными /1/. Причем, как, оказалось, эта зона совпадает с постоянным очагом штормов, расположенным к юго-востоку от о-ва Готланд /4,8/.

Наименьшие значения корреляции наблюдаются для станций, расположенных на берегах Германии и Польши (юго-западная часть Балтики). В этих районах чаще наблюдается широтный перенос. Невысокие значения коэффициента наблюдаются для данных шведских метеостанций. Представляется правдоподобным, что влияние на поток над шведской территорией оказывают орографические эффекты,

Полученные оригинальные коррелограммы могут быть положены в основу дальнейших исследований, моделирования и понимания циркуляционных процессов Балтийского моря. Для этого, несомненно, необходимо удлинение временного охвата данных, с учетом особенностей пространственно-временной изменчивости режима ветра над акваторией Балтийского моря.

Заключение

Итак, сравнительный анализ результатов дистанционных, спутниковых и инструментальных, контактных измерений температуры поверхностного слоя Балтийского моря показал, что массивы спутниковых измерений, в целом, вполне пригодны для оперативных наблюдений морских экосистем Калининградской области. Однако, для целого ряда районов моря зафиксированы значительные невязки величин дистанционных и контактных измерений. Вероятной причиной их появления как по температуре, так и по ветру могут быть соответствующие орографические эффекты.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 06-05-64138. Авторы работы выражают искреннюю признательность В.Т. Паке за массив данных по 45 рейсу НИС «Профессор Штокман».

Литература

1. *Абрамов Р.В., Стонт Ж.И.* «Витязь» и Балтийская коса: Погода и экологическая обстановка 1997-2002 гг. Данные лаборатории морской метеорологии АО ИО РАН. К-д. КГУ, 2004. С. 307.
440. *Андрианов Г.Н., Голенко М.Н.* Физико-географическая классификация изменчивости поверхностного слоя Балтийского моря // Тез. докл. 4-й Всер. научн. конф. «Физические проблемы экологии (Экологическая физика)». Москва. МГУ. 2004. С. 37.
441. *Антонов А.Е.* Крупномасштабная изменчивость гидрологического режима Балтийского моря и ее влияние на промысел. Л.: Гидрометеиздат. 1987. 248 с.
442. *Боков В.Н., Шатов Б.Н.* Пространственно-временная изменчивость режима ветра над акваторией Балтийского моря // Метеорология и гидрология. 1991. № 11. С. 109-113.
443. *Бондур В.Г., Килер Р.Н., Старченков С.А., Рыбакова Н.И.* Мониторинг загрязнений прибрежных акваторий с использованием многоспектральных космических изображений высокого разрешения // Иссл. Земли из космоса. 2006. № 6. С. 42-49.
444. *Геоэкологический мониторинг морских нефтегазоносных акваторий* / Л.И. Лобковский, Д.Г. Левченко, А.В. Леонов, А.К. Амбросимов. М.: Наука, 2005. 326 с.
445. *Израэль Ю.А.* Антропогенная экология океана. Л.: Гидрометеиздат. 1989. 527 с.
446. *Козлович В.И.* Общая циркуляция атмосферы в ее проявление над Ю-В Балтикой и в связи с солнечной активностью // В кн. Экологические проблемы Калининградской области и юго-восточной Балтики. Калининград. КГУ. 1999. С. 99-100.
447. *DIRECTIVE OF THE EUROPEAN PARLAMENT AND OF THE COUNCIL* establishing a Framework for Community Action in the field of Marine Environmental Policy (Marine Strategy Directive). 2005. 31 с.
448. *INSCAT: Scientific Applications,*" American Geophysical Union collection of NSCAT papers reprinted from J. Geophys. Res., Geophys. Res. Letters, Eos, Transactions, AGU, 1999.
449. *Kramer Herbert J.* Observation of the Earth and its Environment. Survey of Missions and Sensors // Springer Verlag., 2002 P. 1514/
450. *Robinson I.S.* Measuring the oceans from space: the principles and methods of satellite oceanography, Berlin, Germany, Springer/Praxis Publishing, 2002. 669pp.
451. <http://meteo.infospace.ru>

ГЕОДИНАМИКА И ЭКОЛОГИЯ ЧЕРНОГО МОРЯ

Шрейдер Ал. А.

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

Введение

Глубоководная котловина Черного моря характеризуется пологим дном, наиболее глубокая часть, которого расположена к югу от Крыма и лежит на глубинах около 2,2 км. Эта единая абиссальная равнинная область имеет размеры до 150 км по широте на 350 км по долготе. Крутые склоны с углами наклона до 10° и более отделяют глубоководную часть от шельфовых районов лежащих на глубинах 0,1-0,2 км. Ширина зоны шельфа по изобате 0,2 км у южного и юго-восточного флангов Крыма составляет примерно 5 км в районе Ялты, увеличиваясь от 25 до 40 км в районе Феодосии. В области сочленения структур Кавказа и Крыма (южнее Керченского пролива) зона шельфа достигает ширины 50 км. Ширина шельфа у побережья северо-западного Кавказа не превышает 3-12 км с возрастанием до 20-40 км к западу от Анапы [Терехов, Шимкус, 1989]. Турецкий шельф в целом довольно узкий и не превосходит величин 10-20 км, исключая область хребта Архангельского, в районе которого шельф вдается в море более чем на 50 км. Шельф у болгарских берегов имеет ширину около 10-30 км и расширяется по мере движения на север, где плавно переходит в северо-западную мелководную область обширно-го (в сотни километров размером) одесского шельфа.

На побережье Черного моря располагаются населенные пункты, играющие большую роль в хозяйственном балансе стран черноморского бассейна и имеющие существенное культурное и историческое значение для населяющих их жителей и народов стран мирового сообщества. На берегах Черного моря находятся многочисленные курортные зоны и другие объекты массового отдыха. К важным народнохозяйственным сооружениям можно отнести платформы шельфовой нефте- и газодобычи, порты и гавани, а так же расположенные в прибрежной зоне промышленные предприятия. Так, недавно возведенный газопровод Россия (Джубга)-Турция (Самсун) частично проходит по дну, а его терминалы находятся на побережье Черного моря. Известен план газопровода Крым - Турция, где часть газопровода должна пересекать центральную часть моря, а его терминалы должны расположиться на южном берегу Крыма и к западу от турецкого города Самсун. В настоящее время планируется строительство новых портов на российском побережье Черного моря.

Оценка рисков, связанных с землетрясениями и цунами в Черном море, для строительства и эксплуатации этих объектов предусмотрена нормативными документами. Наряду с этим исследование сопровождающих землетрясения всполохов огня в море (для краткости в дальнейшем изложении мы будем именовать их огненными сипами по аналогии с газовыми сипами), ранее в литературе не приводилась. Изучение степени влияния областей насыщенных газами бурлящей воды и прорыва сквозь поверхность воды углеводородных газов, как на живую природу так и на различного рода плавсредства пока не проводилось. На глубокой и мелкой воде фиксируются экстремальной высоты волны (волны-убийцы), превышающие в два раза и более волны значительной высоты [Куркин, Пелиновский, 2004]. Последние определяются как среднее значение одной трети больших ветровых волн, характерных для изучаемого района. Такая волна минимальной амплитуды имеет вероятность возникновения один раз из 3000 волн. Если учесть, что характерный период ветровых волн близок к 10с, то следует, что одна гигантская волна должна возникать каждые 8-9 часов. Гигантская волна в три раза превосходящая ветровые волны значительной высоты имеет вероятность возникновения один раз из 67 млн.

волн или раз в 20 лет. [Куркин, Пелиновский, 2004]. Вероятностный механизм отбора кандидатом в экстремальные волны энергии соседствующих волн, приводит к значительно более частому появлению экстремальных волн. Анализ причин возникновения и развития экстремальных волн находится пока на начальной стадии.

Изложенное выше свидетельствует, что изучение комплекса рисков, связанных с геодинамическими событиями (землетрясениями), цунами, огненными силами и другими сопутствующими аномальными явлениями в Черноморском регионе, представляется крайне актуальной задачей, имеющей научное и практическое значение, чему и посвящено содержание настоящей статьи.

Параметры цунами и экстремальных волн (волн-убийц).

Землетрясения в прибрежных районах часто сопровождаются волнами цунами. Согласно [Мурти, 1981], к цунами (по-японски большая волна в гавани) относятся морские волны, возникающие в результате крупных непродолжительных возмущений земной поверхности, обусловленные в основном резкими нарушениями рельефа морского дна, прежде всего над очагами землетрясений.

Характерная длительность волн достигает многих десятков минут, длина может превышать многие километры, скорость распространения в Черном море может достигать 200 м/с, а их высота в общем случае может достигать нескольких метров.

Возникнув в акватории, волны цунами способны распространяться на большие расстояния, сохраняя разрушительную силу. Подводный рельеф дна оказывает существенное влияние на распределение амплитуд вдоль фронта. Когда волны цунами доходят до мелководья, их скорость распространения резко уменьшается. Одновременно возрастают амплитуды, достигая своих максимальных значений вблизи уреза воды. Ограничение свободного пространства по бокам, например, при входе цунами в узкие заливы или устья рек, приводит к еще большему возрастанию высот волн. Вследствие рефракции опасными являются также выступающие в море мысы. Все эти причины вызывают крайне неравномерное распределение высот волн вдоль побережья.

Пройдя урез воды, волна цунами той или иной интенсивности продолжает свое движение уже по сухому берегу. Движение воды по сухому берегу называется «накатом» или «заплеском». Когда говорят об интенсивности цунами, обычно имеют в виду их разрушительную силу. Для измерения интенсивности (силы) цунами наиболее популярными являются полуэмпирическая шкала Сергея Леонидовича Соловьева, которая используется в России, и полуколичественная шкала К и Имамури с дополнениями Александера [Мазур, Иванов, 2004]. Максимальная интенсивность цунами (при которой средняя высота волн составляет 8 м, а максимальная превосходит 30м и разрушаются все прибрежные постройки в радиусе более 400км) по шкале С.Л. Соловьева составляет 4 балла.

Близко по своему характеру к волнам цунами подходят экстремальные по амплитуде волны-убийцы [Куркин, Пелиновский, 2004; Доценко, Иванов, 2006]. Под термином «волны-убийцы» понимаются волны большой амплитуды (превышающей значительную высоту ветровых волн в 2 и более раз), неожиданно появляющиеся на морской поверхности как бы из ниоткуда и так же быстро исчезающие. На английском языке для их обозначения используют термины "freak, rogue or giant waves". В инженерных приложениях часто под экстремальной волной,

волной-убийцей понимается большой гребень, который сопровождается протяженной впадиной, находящейся впереди или позади огромной волны.

Долгое время волны-убийцы являлись предметом морского фольклора. За последние полвека волны-убийцы перешли из разряда фольклора в реальность, и их существование, после получения инструментальных данных, в том числе из космоса, считается доказанным. Изучение таких огромных и необычных волн принципиально как для кораблестроения в связи с необходимостью обеспечения живучести кораблей при сильном волнении, так и для морской гидротехники, занимающейся проектированием нефтяных и газовых платформ на морских шельфах, а также портовых сооружений. В качестве возможных причин рассматривается случайный захват волной энергии соседних волн, приводящий к резкому возрастанию, прежде всего амплитуды этой волны. Источником таких волн могут быть экстремальные сочетания комплекса аномальных погодных явлений, ветрового поля, параметров морских течений, геоморфологических особенностей дна и др.

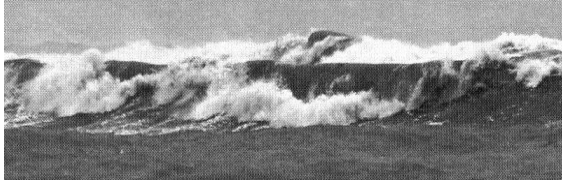


Рис.1. Выход экстремальной волны на мелководье у берегов Кавказа [Дивинский и др.,2003].

Волны-убийцы появляются на глубокой и мелкой воде, у берега; в зонах течений и без оных; внутри и вне зоны катастрофических штормов, так что формы аномальных волн достаточно разнообразны, встречаются как одиночные волны, так и группы волн. На морской поверхности наблюдаемые волны-убийцы имеют вытянутые фронты, поэтому их в первом приближении можно рассматривать как дугмерные волны.

С целью достижения единообразия при изложении материала в рамках настоящей работы, сила цунами приводится в баллах по шкале С.Л. Соловьева.

Зоны генерации цунами

По современным представлениям основной причиной образования цунами являются резкие смещения протяженных участков морского дна [Мурти, 1981; Соловьев,1985; Никонов,1997; Трухин и др.,2004; Соловьева и др.,2004; Соловьева, Кузин, 2005 и др.]. К цунамигенным в Черном море могут быть отнесены подводные землетрясения с интенсивностью более 6.5. Вдали от эпицентральных областей, где сотрясения составляют заведомо менее 6.5 балла, цунами могут возбуждаться подводными оползнями (мутьевыми потоками) на крутых участках дна, инициированными удаленными землетрясениями на суше [Никонов, 1997; Соловьева и др.,2004; Соловьева, Кузин, 2005], что можно предполагать применительно к Восточно-Анатолийскому землетрясению 1939 г. и к землетрясению 1341 г. во Фракии.

Необходимо обратить внимание на случаи возбуждения слабых цунами на мелководьях с плоским рельефом дна, где не приходится ожидать каких-либо необратимых подвижек. К таким случаям принадлежит цунами у северо-западных

берегов Черного моря в районе г. Одессы, соотнесенные с землетрясениями в зоне Вранча в Карпатах (1821, 1838 гг.). При этом расстояния до мест наблюдения цунами от эпицентров составляют не менее 300 км, а интенсивность колебаний в местах фиксации цунами не более 4-5 баллов. С этой же причиной связываются в цитированных выше работах цунами 1909 г. вблизи Кавказских берегов, когда высота волн в открытом море над континентальным склоном доходила до 3-5 м. Широкое развитие турбидитов в приповерхностных отложениях моря у кавказских, крымских и болгарских берегов, по мнению авторов цитируемых выше источников [Никонов, 1997; Соловьева и др., 2004; Соловьева, Кузин, 2005] подтверждает заключение о развитии подводных оползней.

В квазиизолированных от открытого моря прибрежных бухтах Черного моря рассмотренные сейсмические явления могут приводить к возбуждению или усилению сейш [Доценко, 1998], которые представляют собою стоячие волны [Горелик, 1959] большого периода (от нескольких минут до часов) с амплитудой до нескольких метров и возникают при отражениях волн от берегов в бухте.

С точки зрения цунамиопасности наиболее неблагоприятны участки с малой шириной шельфа, так как максимальный подъем волны цунами происходит на переломе рельефа дна вблизи берега и сопровождается более высокой амплитудой заплеска. Наибольший практический интерес имеют данные о границе и уровне затопления при накате на берег.

Выделение прибрежных районов цунамиопасности будет тем более совершенным, чем более полный исходный фактический материал будет положен в его основу. Достичь этого в настоящее время можно только привлекая исторические сведения за возможно более продолжительный период, даже отдавая себе отчет во фрагментарности и неадекватности исторических сведений. В настоящее время известны данные о менее чем 30 исторических цунами из которых инструментально подтверждены менее десяти.

При столь малочисленных натуральных данных в исследованиях цунамириска сейчас активно используются численные методы. Карты распространения волн цунами во времени по данным [Доценко, 1998; Соловьева и др., 2004] показаны на рис. 2. Их анализ свидетельствует, что положение очага цунами определяет характер пространственного распределения волновых возмущений по всей акватории Черного моря.

По полученным оценкам, время распространения цунами в широтном направлении не превышает 120 мин, в меридиональном - 30 мин. Относительная малость последнего значения накладывает высокие требования к принятию и реализации управленческих решений по снижению негативных последствий возможных сильных цунами в регионе, поскольку даже наиболее эффективные региональные системы предупреждения о цунами способны обеспечить подачу обоснованных предупреждений в пределах 20 мин с момента землетрясения [Доценко, 1994; 1998; Соловьева и др., 2004 и др.].

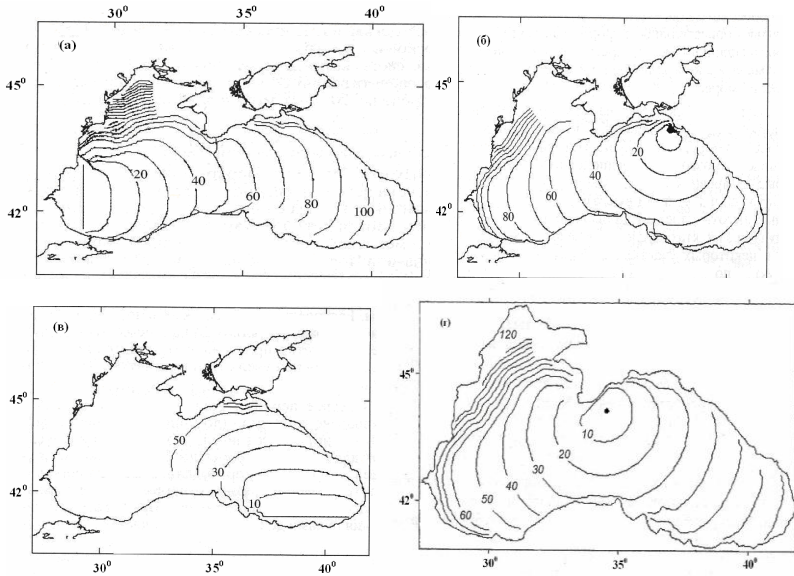


Рис.2. Форма фронта волны и время распространения (в минутах) цунами в Черном море при положении источника у берегов Болгарии(а), России (б), Турции(в), Украины (г) по [Доценко,1998; Соловьева и др.,2004] с изменениями.

Выше говорилось, что по своим параметрам к цунами близки экстремальные волны (волны-убийцы). 22 ноября 2001 г. запись волны – убийцы получена на буре с координатами 44.51° с.ш., 37.97° в.д. в районе Геленджика при глубине места - 85 м. Длина волны 55.5 м, высота около 10 м, а отношение высоты аномальной волны к высоте экстремальных штормовых волн ветрового волнения в данном районе достигает величины 4 и более [Куркин, Пелиновский, 2004]. Наибольшая величина экстремальной волны в этом районе Черного моря зарегистрирована 1 февраля 2003 г., когда максимальная высота волны составила 12,3 м. Вероятность появления такой волны составляет один раз в 50 лет [Дивинский и др.,2003]. Время возникновения волн составляет минуты и поэтому трагические последствия таких волн до настоящего времени не оценены, а сам процесс их возникновения и распространения в Черном море находится в стадии изучения.

Огненные сипы и другие сопутствующие явления

Известны документальные свидетельства сопровождения морских землетрясений всполохами огня на поверхности моря [Кукса, 1994; Никонов, 2004 и др.]. Наблюдениями поверхности моря западнее южного берега Крыма в момент Крымского землетрясения 1927 года зафиксирован на расстоянии 20 км от берега столб пламени белого цвета, продолжительностью более 5 с и высотой более 60 м. Ширина полосы огня составила 500м. Несколько позже в море была зарегистрирована огненная вспышка высотой около 20 м и шириной более 2,5 км, а также ещё одна-высотой 500м и шириной 2.7 км.

В районе Севастополя зарегистрирована вспышка высотой около 500м и шириной 1.8 км. В нескольких километрах мористее Алушты в течение часа фиксировались ярко-красные вспышки огня продолжительностью до 5 минут каждая. В промежутках между ними трижды наблюдались явления, напоминающие взрывы шрапнельных снарядов (выбросы столбов воды и грунта). Вспышки освещали облака и напоминали пожар в степи.

Появление вспышек [Кукса, 1994; Никонов, 2002 и др.], связывается с возгоранием выбросов сероводорода, либо с возгоранием выбросов метана из расположенных на западном шельфе небольших подводных вулканов, из которых постоянно этот метан просачивается и фиксируется на эхограммах в виде донных газовых сипов. Выбросы газовых струй со дна фиксируются в различных районах Черного моря (рис.3)

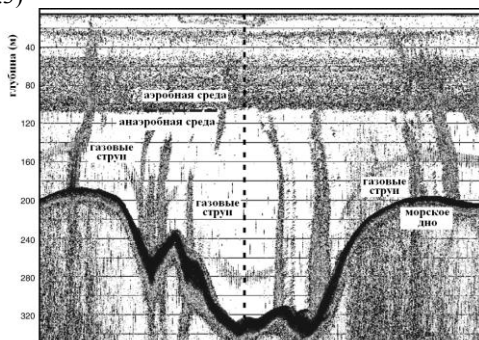


Рис.3. Эхолотная запись выбросов метана со дна Черного моря у берегов Крыма по [Greiner et al., 2006]. Выше границы сероводородного заражения на 110 метрах глубины видны также отражения от планктонного сообщества.

Поверхностное действие вспышек, возможно, сопоставимо с огненным влиянием горящей разлившейся нефти [Шрейдер, Шрейдер, 2004], поскольку огонь в обоих случаях уничтожает всё живое на поверхности моря (хотя в первом случае огневое воздействие часто более кратковременное). Нахождение всего живого в зоне огненных вспышек приведет к крайне негативным экологическим последствиям, масштабы которых до настоящего времени никто не оценивал.

Имея это ввиду в настоящей работе предлагается оценивать огненные всполохи огня или огненные факелы на поверхности моря - огненные сипы по пятибалльной шкале. Баллом 5 предлагается оценивать сипы с высотой пламени от 500м и шириной фронта огня более 2 километров; баллом 4 предлагается оценивать сипы с высотой пламени от 50 до 500м и шириной фронта огня более 1 километра; баллом 3 предлагается оценивать сипы с высотой пламени от 5 до 50м и шириной фронта огня от 100 до 1000 метров; баллом 2 предлагается оценивать сипы с высотой пламени от 1 до 5 метров и шириной фронта огня от 10 до 100 метров; баллом 1 предлагается оценивать сипы с высотой пламени до 1м и шириной фронта огня до 10 метров.

Из анализа шкалы видно, что огненный сип в 1 балл представляет угрозу для купальщиков и весельных шлюпок; огненный сип в 2 балла представляет к тому же угрозу для легкомоторных судов и яхт; огненный сип в 3 балла к тому же представляет угрозу для морской навигации; огненный сип в 4 балла к тому же пред-

ставляет угрозу для низколетящих самолетов; огненный сип в 5 баллов к тому же представляет угрозу для воздушной навигации.

Во взаимосвязи с сейсмическими событиями отмечались попадания купальщиков в области воды с высокой температурой, в прибрежных водах Крыма отмечались области наличия запаха сероводорода, который свойственен илам на глубинах свыше 150м, а также наличие областей бурлящей воды, насыщенной газовыми пузырями. Такие явления могут приводить к перегреву и ожогам, поражению дыхательных путей или существенному ухудшению плавательных способностей живых существ и плавсредств. Риски, связанные с такими явлениями как для живой природы так и для различного рода плавсредств пока не были оценены.

В заключение отметим, что до сих пор нет оценок рисков нанесения урона (в том числе непоправимого) окружающей морской среде любыми чрезвычайными происшествиями, связанными с эксплуатацией народнохозяйственных объектов черноморского региона.

Автор приносит благодарность своему научному руководителю профессору Н.В.Короновскому за помощь в работе и консультации.

Литература

1. Горелик Г.С. Колебания и волны. М.: Гос. Изд. Физ. Мат. Лит.1959, 572с.
2. Дивинский Б.В., Косьян Р.Д., Подымов И.С., Пушкарев О.В. Экстремальное волнение в северо-восточной части Черного моря в феврале 2003 г// Океанология.2003. Т.43.№6. С. 948-950.
3. Доценко С.Ф. Черноморские цунами// Изв. РАН. Физ. атм. и океана.1994. Т.30. №4. С.513-519.
4. Доценко С.Ф. Оценка цунамиопасности Черного моря// Вестник Московского Университета Сер. 3 физ. астр. 1998. №4. С.19-23
5. Доценко С.Ф., Иванов В.А. Волны-убийцы. Севастополь. МГИ. 2006, 44с.
6. Кукса В.И. Южные моря (Аральское, Каспийское, Азовское и Черное) в условиях антропогенного стресса. С-Пб.: Гидрометеоздат. 1994, 319с.
7. Куркин А.А., Пелиновский Е.Н. Волны-убийцы: факты,теория и моделирование. Нижегород. гос. тех. ун-т. Новгород.2004. 158с.
8. Мазур И.И., Иванов О.П. Опасные природные процессы. М.: Экономика. 2004, 703с.
9. Мурти Т.С. Сейсмические морские волны цунами. Л.: Гидрометеоздат. 1981,448с.
10. Никонов А.А. Цунами на берегах Черного и Азовского морей// Изв. РАН. Физ. Земли. 1997.№1. С.86-96.
11. Никонов А.А. Крымские землетрясения 1927 года: неизвестные явления на море// Природа. 2004. №9. С.13-20.
12. Соловьев С.Л. История и перспективы развития морской сейсмологии. М.; Наука,1985.152с.
13. Соловьева О.Н., Доценко С.Ф., Кузин И.П., Левин Б.Ф. Цунами в черном море: исторические события, сейсмические источники и закономерности распространения// Океанология. 2004. Т. 44. №5. С.679-685.

14. Соловьева О.Н., Кузин И.П. Сейсмичность и цунами северо-восточной части Черного моря// *Океанология*. 2005. Т. 45. №6. С.826-840.
15. Терехов А.А., Шимкус К.М. Молодые осадки и надвиговые структуры в прикрымской и прикавказской зонах черноморской впадины// *Геотектоника*. 1989. №1. С. 72-79.
16. Трухин В.И., Показеев К.В., Куницын В.Е., Шрейдер А.А. Основы экологической геофизики. 2-е изд. СПб.- М.-Краснодар: Изд-во Лань, 2004, 384с.
17. Шрейдер Ал.А., Шрейдер А.А. Проблемы экологии восточной части Черного моря. Физические проблемы экологии. М.: Макс пресс. 2004. С.72-78
18. Greinert J., Artemov Y., Egorov V. et al. 1300-m-high rising bubbles from mud volcanoes at 2080m in the Black Sea: Hydroacoustic characteristics and temporal variability // *Earth and Planet. Sci. Lett.* 2006. V. 244. P. 1 –15.

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Архипкин В.С., Бондаренко А.Л., Борисов Е.В., Суркова.Г.В. 3*
Байдулов В.Г., Васильев М.П. 8
Банишев А.А., Загидуллин В.Э., Пащенко В.З., Ширшин Е.А., Фадеев В.В. 42
Бондаренко А.Л., Жмур В.В. 60
Волков П.А., Кравицов В.А., Фадеев В.В. 70
Воронина Е.В. 82
Воронина Е.В., Лукьянов И.В. 92
Денисов Е.С., Строганов О.Ю., Зацепин А.Г. 101
Долгополов Ю.М., Литвинов Е.А., Самолюбов Б.И. 119
Елкин Д.Н., Мельникова О.Н. 132
Есюкова Е.Е., Чубаренко И.П. 142
Козодеров В.В., Кузьмин Р.Н. 153
Крамарова Н.А., Кузнецов Г.И. 163
Кузьмин Р.Н. 177
Кузьмин Р.Н., Савенкова Н.П. 181
Маканова М.Я., Шелковников Н.К. 197
Мочулин П.В., Шелковников Н.К. 205
Назарова Л.Е. 213
Нивина Т.А. 220
Петрунин Г.И., Попов В.Г. 228
Показеев К.В., Степанова Е.В., Чаплина Т.О., Чашечкин Ю.Д. 240
Попов В.Г., Петрунин Г.И., Петров В.А., Полуэктов В.В. 263
Самолюбов Б.И. 274
Самолюбов Б.И., Тимошина А.Н. 281
Сидорова А.Э. 293
Соловьев А.А., Лыков А.В., Захарова М.В., Павловский К.П. 308
Соловьев Д.А., Блохина Н.С. 316
Твердислов В.А. 326
Трухин В.И., Показеев К.В. 339
Трухин В.И., Максимочкин В.И. 370
Тульский С.В., Петрусевич Ю.М., Петрова Г.П., Бойко А.В. 378
Чашечкин Ю.Д. 380
Чубаренко Б.В., Чечко В.А., Курченко В.Ю. 396
Чубаренко И.П., Афон В.В., Демченко Н.Ю. 402
Чугаевич В.Я., Сапожникова Е.В., Архипова К.В., Гриценко В.А. 410

Шрейдер Ал. А. 417

СОДЕРЖАНИЕ

<u>РОЛЬ ВОЛН РОССБИ В ФОРМИРОВАНИИ ТЕРМОДИНАМИКИ ВОД ЧЁРНОГО И КАСПИЙСКОГО МОРЕЙ И АТМОСФЕРЫ</u>	3
<u>ФОРМИРОВАНИЕ СЛОИСТЫХ ТЕЧЕНИЙ В СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ ЖИДКОСТИ С ДИССИПАЦИЕЙ</u>	8
<u>ЛАЗЕРНАЯ ФЛУОРИМЕТРИЯ БЕЛКОВ</u>	42
<u>РОЛЬ ВОЛН РОССБИ В ДИНАМИКЕ МИРОВОГО ОКЕАНА</u>	60
<u>ЛАЗЕРНАЯ ДИАГНОСТИКА ПОВЕРХНОСТНОГО МИКРОСЛОЯ ВОДНЫХ СРЕД</u>	70
<u>РАЗРУШЕНИЕ ЛИТОСФЕРЫ ЗЕМЛИ, СОПРОВОЖДАЮЩЕЕСЯ ВЫХОДОМ ГИПОЦЕНТРОВ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ НА ПОВЕРХНОСТЬ</u>	82
<u>ВАРИАЦИИ НАПРЯЖЕНИЙ В ОЧАГОВЫХ ЗОНАХ ПЕРЕД СИЛЬНЫМ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЕМ</u>	92
<u>ДИНАМИКА ПРИБРЕЖНОГО ТЕЧЕНИЯ В ДВУСЛОЙНОЙ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ЖИДКОСТИ ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОМ ВЕТРОВОМ ВОЗДЕЙСТВИИ</u>	101
<u>СТРАТИФИЦИРОВАННЫЕ ТЕЧЕНИЯ НА СЛОЖНОМ РЕЛЬЕФЕ ДНА И ИХ ВЛИЯНИЕ НА ПАРАМЕТРЫ СОСТАВА ВОДЫ</u>	119
<u>ПРОГНОЗ РАЗМЫВА ДНА МАЛЫХ МЕДЛЕННЫХ РЕК</u>	132
<u>ВЫХОЛАЖИВАНИЕ НАД ПРИБРЕЖНЫМ СКЛОНОМ. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ</u>	142
<u>ИНТЕРПРЕТАЦИЯ НАБЛЮДЕНИЙ ЗЕМЛИ ИЗ КОСМОСА КАК ПРОБЛЕМА ЭКОЛОГИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ</u>	152
<u>ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОЗОНА И УФ ОБЛУЧЕННОСТИ ПО ДАННЫМ СПУТНИКОВЫХ НАБЛЮДЕНИЙ TOMS 8 И SBUV 8</u>	162
<u>СЕМИОТИКА "ЭХО" В ЭКОЛОГИИ</u>	177
<u>МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ ЗАДАЧ ЭКОЛОГИИ</u>	181
<u>ВЛИЯНИЕ ВЕТРОВОГО НАГОНА НА ДИНАМИКУ ДВУСЛОЙНОЙ ЖИДКОСТИ</u>	197
<u>ВЛИЯНИЕ УГЛА АТАКИ ВЕТРА НА ПРОЦЕСС ОБРАЗОВАНИЯ ВЕТРОВЫХ СОЛИТОНОВ</u>	205
<u>ИЗМЕНЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО РЕЖИМА В РАЙОНЕ ОНЕЖСКОГО ОЗЕРА</u>	213
<u>ГЕНЕРАЦИЯ И РАЗВИТИЕ ВЕТРОВЫХ ВОЛН</u>	220
<u>КРАТКИЙ ОБЗОР И АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗУЧЕНИЯ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ОСАДОЧНЫХ ПОРОД МОРСКОГО ДНА</u>	228
<u>МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ И СТРУКТУРЫ ПРИРОДНЫХ СИСТЕМ</u>	240
<u>ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОРОД ГОРНОГО МАССИВА (ЕНИСЕЙСКИЙ КРЯЖ) В СВЯЗИ С ВЫБОРОМ УЧАСТКОВ ДЛЯ ЗАХОРОНЕНИЯ РАДИОАКТИВНЫХ ОТХОДОВ</u>	263
<u>ВЛИЯНИЕ ЦИРКУЛЯЦИОННОГО ТЕЧЕНИЯ НА СЕЛЕКТИВНЫЙ ВОДООТБОР ИЗ ВОДОХРАНИЛИЩА</u>	274
<u>ТРАНСПОРТ МИНЕРАЛЬНОГО ФОСФОРА ПРИДОННЫМ ПЛОТНОСТНЫМ ТЕЧЕНИЕМ</u>	281
<u>УРБЕОКОСИСТЕМЫ КАК АКТИВНЫЕ СРЕДЫ: АВТОВОЛНОВАЯ САМООРГАНИЗАЦИЯ И УСТОЙЧИВОСТЬ</u>	293
<u>ФИЗИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ИК-СОСТАВЛЯЮЩЕЙ СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ В ЭНЕРГИЮ ТЕЧЕНИЙ</u>	308
<u>ЭКОЛОГИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ РАЗВИТИЯ ТЕРМИЧЕСКОГО БАРА</u>	316
<u>НООСФЕРА КАК ИЕРАРХИЯ АКТИВНЫХ СРЕД</u>	326
<u>ОБРАЗОВАТЕЛЬНАЯ МАГИСТЕРСКАЯ ПРОГРАММА «ГИДРОФИЗИКА И УСТОЙЧИВОЕ РАЗВИТИЕ»</u>	339

<u>ВЛИЯНИЕ ТЕКТОНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ НА МАГНИТОМИНЕРАЛОГИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА БАЗАЛЬТОВ</u>	370
<u>ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ РАБОТЕ МОБИЛЬНЫХ ТЕЛЕФОНОВ И ОПАСНОСТЬ ЕГО ДЛЯ ЗДОРОВЬЯ</u>	378
<u>ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЙ БАЗИС ЭКОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ</u>	380
<u>СКОРОСТИ ОСАЖДЕНИЯ ВЗВЕСИ В НАВИГАЦИОННОМ КАНАЛЕ ПОСЛЕ ПРОХОЖДЕНИЯ СУДОВ</u>	396
<u>О ГИПОТЕЗЕ КОНВЕКТИВНОГО ФОРМИРОВАНИЯ ЛЕТНЕГО ПРИБРЕЖНОГО АПВЕЛЛИНГА</u>	402
<u>АНАЛИЗ НЕВЯЗОК РЕЗУЛЬТАТОВ ДИСТАНЦИОННЫХ И КОНТАКТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ПО НЕКОТОРЫМ АКВАТОРИЯМ БАЛТИЙСКОГО МОРЯ</u>	410
<u>ГЕОДИНАМИКА И ЭКОЛОГИЯ ЧЕРНОГО МОРЯ</u>	417
<u>АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ</u>	425
<u>СОДЕРЖАНИЕ</u>	426

Научное издание

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ЭКОЛОГИИ
(ЭКОЛОГИЧЕСКАЯ ФИЗИКА)
№ 14

Сборник трудов под редакцией
В.И. Трухина, Ю.А. Пирогова, К.В. Показеева
Научные труды публикуются в виде, предоставленном авторами.
Названия организаций приведены в авторской форме.
Подписано в печать
Объем п.л. Тираж 50 экз.

Физический факультет МГУ
119899, Москва, Воробьевы горы, МГУ им. М.В. Ломоносова